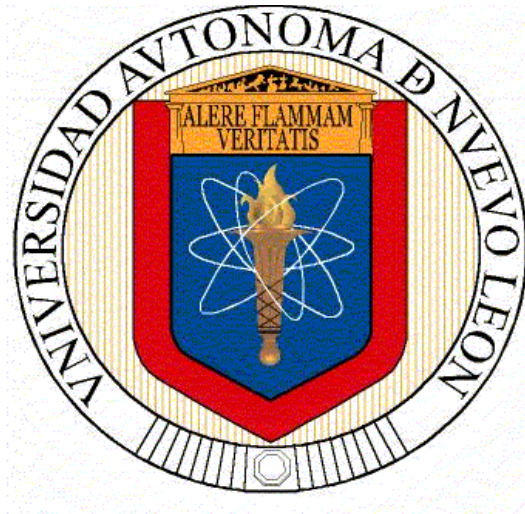


**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO – MATEMÁTICAS**



TESIS

**INVESTIGACIÓN Y DISEÑO DE SENSORES DE FIBRA ÓPTICA
POR INTERFEROMETRÍA.**

QUE PRESENTA:

VALENTÍN GUZMÁN RAMOS

**COMO REQUISITO PARA OBTENER EL GRADO DE
DOCTOR EN INGENIERÍA EN FÍSICA INDUSTRIAL**

FEBRERO 2014

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO – MATEMÁTICAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

Los miembros del comité recomendamos que la tesis titulada “Investigación y diseño de sensores de fibra óptica por interferometría” realizada por Valentín Guzmán Ramos, sea aceptada para su defensa como opción al grado de Doctor en Ingeniería Física Industrial.

El comité de Tesis

Asesor

Dr. Romeo Selvas Aguilar

Co asesor

Dr. Arturo A. Castillo G.

Primer Vocal

Dr. Daniel Ceballos Herrera

Segundo vocal

Dra. Nora Elizondo Villareal

Tercer Vocal

Dr. Gustavo Rodríguez Morales

Investigación y Diseño de Sensores de Fibra Óptica por Interferometría

TESIS

Que para obtener el grado de
Doctor en Ingeniería Física Industrial

Presenta

Valentín Guzmán Ramos

Asesor

Dr. Romeo Selvas Aguilar

Co asesor

Dr. Arturo Alberto Castillo Guzmán

San Nicolás de los Garza, N.L. 2014

Reconocimiento.

Primeramente quiero expresar mi agradecimiento a mi asesor, el Doctor Romeo Selvas Aguilar por su apoyo incondicional en todo momento para la realización de ésta tesis.

También deseo expresar mi reconocimiento a mi Co asesor, el Doctor Arturo Alberto Castillo Guzmán por sus críticas constructivas para el desarrollo del presente trabajo. De la misma forma expreso mi reconocimiento al Doctor Daniel Ceballos por su valiosa colaboración en la realización de los experimentos.

Muy especialmente a los Doctores: Nora Elizondo, Gustavo Morales por brindarme su amistad

En general mi reconocimiento a todo el Fiber Laser Group, el cual es dirigido por el Doctor Romeo Selvas

De la misma forma expreso mi agradecimiento al grupo de fibras ópticas de FIME de Salamanca en especial a; M.C. Daniel Jáuregui, M.C. Juan Manuel Sierra y al Doctor Roberto Rojas por su colaboración en arreglos experimentales de sensado de fibras ópticas.

Dedicatoria.

Agradezco profundamente a mi esposa por todo su apoyo brindado a la largo de toda nuestra vida. A mis Hijos: Otilio, José, Lupita y Anita. A todos mis hermanos que con su amor me alimentan y su lealtad me motiva a seguir luchando día a día para seguir adelante.

A mis Maestros de toda la Vida: Rodolfo Jaime, José Luis Comparán y Enrique Ramírez.

A mis grandes amigos: el Dr. Romeo Selvas, Arturo Castillo, Daniel Ceballos, Daniel Toral, Dr. Martín Guerrero, Candelario Guajardo, Francisco Betancourt, Iván Ramos, Olga Hernández, Cristóbal Villanueva, María Luisa Vásquez, Arturo Isaí, Sócrates Barrón. Gracias mil.

Tabla de contenidos

Listado de Figuras

Capítulo 1

- 1.1 Interferómetro de Michelson en espacio libre
- 1.2 Esquema equivalente del Interferómetro de Michelson
- 1.3 Interferómetro de Michelson en fibra óptica
- 1.4 Interferómetro de Mach Zehnder en espacio libre
- 1.5 Interferómetro de Mach Zehnder en fibra óptica
- 1.6 Interferómetro de Fabry Perot en espacio libre
- 1.7 Interferómetro de Fabry Perot en fibra óptica

Capítulo 2

- 2.1 Geometría y dimensiones de una fibra óptica
- 2.2 Desviación de un rayo de luz, según el índice de refracción de los medios
- 2.3 Ángulo crítico
- 2.4 Inserción de luz en el núcleo de la fibra
- 2.5 Viaje completo del haz en la fibra
- 2.6 Cono de aceptación de luz en la fibra. Representa el área con que un rayo puede ser transmitido
- 2.7 Fibra óptica con índice de refracción escalonado
- 2.8 Fibra óptica monomoda
- 2.9 Propagación guassiana sobre el núcleo de la fibra
- 2.10 Vista transversal de la diferencia estructural entre fibra monomoda y multimoda
- 2.11 Modo de propagación de luz de la fibra multimodo
- 2.12 Propagación de luz en fibra multimodo
- 2.13 Propagación en fibra con índice de refracción
- 2.14 Acoplamiento de modos en una (RPL) de longitud

- 2.15 Fibra óptica con perfil de índice escalón
- 2.16 Modo fundamental LP_{01} en el núcleo de la fibra
- 2.17 El índice efectivo n_{eff} con que se propaga éste modo varía con la longitud de onda.
- 2.18 Modo de mayor orden LP_{02} en el cladding de la fibra
- 2.19 El índice efectivo n_{eff} con que se propaga éste modo varía con la longitud de onda
- 2.20 Curva de índices efectivos
- 2.21 Modelado de la rejilla de período largo
- 2.22 Esquema para el modelado interferómetro de Mach Zehnder usando dos LPFG's en serie
- 2.23 Modelado del interferómetro de Mach Zehnder usando dos LPFG's en serie
- 2.24 Ejemplificación de la formación del interferómetro en la región del pico de atenuación del (RPL)
- 2.25 Espectro de reflexión de una rejilla de Bragg
- 2.26 Rejilla de Bragg inclinada
- 2.27 Espectro de transmisión de una rejilla de período largo
- 2.28 Esquema experimental de fabricación inteferométrica de una rejilla en fibra óptica

Capítulo 3

- 3.1 Ilustración del interferómetro de Mach Zehnder con dos entradas y dos salidas
- 3.2 Perfilómetro optoelectrónico. Arreglo experimental del interferómetro Mach Zehnder
- 3.3 Diagrama esquemático medidor de intensidad lumínica
- 3.4 Determinación del perfil dimensional
- 3.5 Respuestas sinusoidales en el interferómetro
- 3.6 Espectro óptico del brazo dos del interferómetro

Capítulo 4

- 4.1 Distribución del sistema OTRD
- 4.2 Densidades de potencia vs desplazamientos como función de su punto focal
- 4.3 Diseño que describe el punto focal con el diagrama puntual con dos diferentes lentes

4.4 Configuración experimental

4.5 Explicación para una distancia relativa de un material, el cual corresponde al espesor

4.6 Material de prueba

4.7 Material de prueba

4.8 Material de prueba

Capítulo 5

5.1 Esquema del arreglo experimental para fabricar LPFG's arco inducidos

5.2 Respuesta espectral de los LPFG's arco inducidos con $\Lambda = 609\mu\text{m}$. El recuadro indica la simulación del campo eléctrico y del modo de revestimiento de alto orden envuelto en los picos resonantes.

5.3 Cálculo del índice efectivo de modo del núcleo fundamental

5.4 Cálculo de longitud de onda resonante.

5.5 Comportamiento espectral de un LPFG y dos LPFG's en serie (MZI) con una separación de rejilla de 8cm; **Experimento**

5.6 Comportamiento espectral de un LPFG y dos LPFG's en serie (MZI) con una separación de rejilla de 8cm; **Modelado**

5.7 y 5.8 Variación de longitud de onda de: **A)** Pico resonante del LPFG, **B)** Bordes del MZI para diferentes soluciones azucaradas.

5.9 Sensibilidad del LPFG y del MZI para diferentes soluciones de azúcar

5.10 Índice efectivo de modo del núcleo LP_{01} y de modo de revestimiento LP_{14} para diferentes concentraciones de GeO_2 .

5.11 Campo eléctrico externo de modo de revestimiento LP_{14} para diferentes concentraciones de GeO_2 .

5.12 y 5.13 Cálculo de sensibilidad del LPFG y el MZI para diferentes fracciones de mol de GeO_2 .

5.14 Comportamiento de sensibilidad del LPFG para un índice refractivo externo fijo de 1.37 y diferentes fracciones de mol de GeO_2 .

Capítulo 6

- 6.1** El proceso de fabricación de microcavidad
- 6.2** Respuesta espectral de un MFPI fabricado y considerado que $L = 200\text{ }\mu\text{m}$
- 6.3** Configuración y detección de curvaturas
- 6.4** Espectro de reflexión obtenido para curvaturas diferentes
- 6.5** Diagrama esquemático de modos de propagación de luces y efectos de curvaturas
- 6.6** Potencia medida para diferentes franjas espectrales como una función de curvatura
- 6.7** Pico 1 potencia reflejada como una función de desplazamiento
- 6.8** Respuesta espectral para diferentes estados de polarización

Capítulo 7

- 7.1** Respuesta de absorción y transmitancia de azúcar en (IR)
- 7.2** Arreglo óptico del espectro ultra violeta
- 7.3** Respuesta de absorción de azúcar ultravioleta

Listado de tablas y su descripción

Capítulo 3

3.1 Longitud medida con micrómetro digital

Capítulo 4

4.1 Muestra que el instrumento funcionó bien para objetos transparentes y opacos, pero no funciona correctamente para transparentes, como superficies.

Capítulo 7

7.1 Respuesta de absorción de UV para la azúcar

Glosario

Sensor de efecto hall es un dispositivo que mide magnitudes de campo magnético, corrientes o posicionamiento.

Sensores ópticos se basa en el aprovechamiento de la interacción entre la luz y la materia para determinar las propiedades de ésta.

Índice de refracción es la medida que determina la reducción de velocidad de luz.

Interferometría consiste en combinar la luz de diferentes receptores, telescopios, antenas de radio, etc.

Erbio es un elemento químico cuyo símbolo es **Er**

Variable Física es toda aquella magnitud medible cuantitativamente, por ejemplo: temperatura, presión, humedad, pH, distancia, glucosa, etc.

Sensor Dispositivo que convierte la variable física en: voltaje o corriente.

λ longitud de onda medida en metros

Índice

Objetivo

Motivaciones

Hipótesis

Introducción

Marco Teórico Interferómetros

Capítulo 1 Interferómetros

- 1.1.1 Interferometría general.....2
- 1.2.1 Interferómetros de Michelson en espacio libre y fibra óptica.....2
- 1.3.1 Interferómetros de Mach Zehnder en espacio libre y fibra óptica.....4
- 1.4.1 Interferómetros de Fabry Perot en espacio libre y fibra óptica.....6
- 1.5.1 Sensores en fibra óptica.....7

Capítulo 2 Interferómetros de fibra óptica

- 2.1.1 Conceptos básicos de fibra óptica.....8
- 2.2.1 Propagación de luz a través de la fibra.....9
- 2.2.2 Tipos de fibra óptica y modos de propagación.....13
- 2.2.3 Fibras de índice de refracción escalonado.....13
- 2.2.4 Fibras ópticas monomodales.....15
- 2.2.5 Fibras ópticas multimodales.....15
- 2.2.6 Fibras de índice de refracción gradual.....17
- 2.3.1 Acopladores de fibra.....17
- 2.3.2 Derivación de la ecuación del modo acoplado para el acoplamiento periódico.....18
- 2.3.3 Rejillas de período largo.....19
- 2.3.4 Interferómetro de Mach Zehnder usando 2 rejillas de período largo.....24
- 2.4.1 Condiciones para la reflexión.....26
- 2.4.2 Reflexión en rejillas de Bragg uniforme.....27
- 2.4.3 Apodización.....28
- 2.4.4 Rejillas de Bragg uniforme.....29
- 2.4.5 Rejillas de Bragg inclinada.....29
- 2.4.6 Rejillas de Bragg no uniforme.....30
- 2.4.7 Rejillas de Bragg de múltiple sobre puesto.....31
- 2.4.8 Rejilla de Bragg con corrimiento de fase.....31
- 2.5.1 Tipos de rejillas de período largo (RPL).....31
- 2.5.2 Rejillas de período largo uniforme.....32
- 2.5.3 Rejillas de período largo no uniforme (Período variable).....32

• 2.5.4	Rejillas de período largo con corrimiento de fase.....	33
• 2.5.5	Rejilla de período largo inclinada.....	33
• 2.6.1	Técnicas de fabricación de rejillas en fibra óptica.....	33
• 2.6.2	Fotosensibilidad.....	33
• 2.6.3	Técnica de fabricación inteferométrica.....	34
• 2.6.4	Técnica de máscara de fase.....	35

Capítulo 3 Perfilómetro óptico

• 3.1.1	Fundamentos teóricos.....	39
• 3.2.1	Principio de operación.....	41
• 3.3.1	Arreglo experimental.....	41
• 3.4.1	Resultados.....	43
• 3.5.1	Conclusión.....	45

Capítulo 4 Micrómetro de fibra óptica sin contacto

• 4.1.1	Reflectómetro de fibra óptica.....	47
• 4.2.1	Resultados experimentales.....	51
• 4.3.1	Conclusión.....	53

Capítulo 5 Sensado de concentración de azúcar con rejillas de períodos largos

• 5.1.1	Experimentos y modelados.....	56
• 5.1.2	Procedimiento experimental.....	57
• 5.2.1	Discusión.....	64
• 5.3.1	Conclusiones.....	66

Capítulo 6 Sensado de microcurvaturas con interferómetro de Fabry Perot

• 6.1.1	(MFPI) Procedimiento de fabricación.....	70
• 6.2.1	(MFPI) Principio de operación.....	71
• 6.3.1	Conjunto óptico y resultados experimentales.....	72
• 6.4.1	Detección de curvatura.....	72
• 6.5.1	Sensor de desplazamiento.....	75
• 6.6.1	Efectos de polarización.....	77
• 6.7.1	Conclusión.....	77

Capítulo 7 Conclusiones y trabajos futuros

- 7.1.1 Trabajos futuros.....82
- 7.2.1 Espectro infrarrojo de absorción de azúcar disuelta en agua.....82
- 7.2.2 Espectro ultravioleta de absorción de azúcar disuelta en agua.....83
- 7.3.1 Metodología e instrumentación.....83

Anexo 1. Diagrama esquemático de medidor de intensidad lumínica

Anexo 2. Programas de Matlab

- **Apéndice (A)** Programa para resolver la ecuación de onda85
- **Apéndice (B)** Algoritmo para calcular la rejilla de periodo largo.....92
- **Apéndice (C)** Algoritmo para calcular el interferómetro de Mach Zehnder.....94

Anexo 3. Artículos, Patentes

Objetivo

La presente tesis tiene como objetivo aportar las bases científicas para el desarrollo de tecnologías que permitan el diseño de sensores de fibra óptica y puedan medir las siguientes variables físicas.

- a)** Microrelieves de superficie.
- b)** Espesores de superficie flexible, extensibles y transparentes.
- c)** Microtorsiones y microdistancias.
- d)** Concentración de la composición de germanio en fibras ópticas para la caracterización de sensores basándose en rejillas de período largo.

Motivaciones.

- a) La medición invasiva en superficies blandas daña la estructura modificando su forma, por el cual no es recomendada, entonces surge la necesidad de medir el perfil por medio no invasivo usando interferómetros de fibra óptica, con éste diseño evitamos dañar las superficies al medir su perfil. Para éste fin usamos el interferómetro de **(Michelson)**.
- b) En estructuras mecánicas existe la necesidad de medir desplazamientos en el orden de micras y micropresiones para determinar la estabilidad estructural, la cual se puede medir empleando un sensado basado en interferómetros de fibra óptica **(Fabry Perot)**.
- c) Optimizar mediante un cálculo numérico la concentración de germanio en fibra óptica para el diseño de sensores basados en rejillas de período largo y para determinar la concentración de sustancias **(Mach Zehnder)**.

Hipótesis

Los interferómetros en general que emplean lentes, espejos, luz coherente y no coherente han sido utilizados experimentalmente para medir diferentes variables físicas tales como: índice de refracción, temperatura, nivel, etc. Pero han tenido poca aplicación en la medición de microdistancias, micropresiones y microrelieves.

Por éste motivo el proyecto se concentrará en el estudio de sensores de fibra óptica basándose en interferómetros de Michelson, Fabry Perot y Mach Zehnder, teniendo como principal hipótesis, estudiar y caracterizar en forma detallada la selección de los parámetros de fabricación que nos permitan medir diferentes variables, como por ejemplo: microcurvaturas, microrelieves de superficies, micropresiones y concentraciones de sustancias disueltas en líquidos.

Introducción.

El Sensado (medición de variables físicas) es elemental para poder tomar acciones correctivas en control de procesos, la forma de medir éstas variables se hace actualmente con dispositivos tales como: mecánicos, eléctricos o con semiconductores.

Para medir un campo magnético se usa generalmente un inductor, el cual induce un voltaje por el efecto de campo magnético. También se puede utilizar un sensor de efecto **hall (semiconductor)** que genera un voltaje proporcional al campo magnético. Puede utilizarse un solo arreglo en el sensor de fibra óptica y que éste pueda sensar simultáneamente lo siguiente: campo magnético, temperatura, presión y voltaje, teniendo así la ventaja de ser más compactos. Otra de las ventajas es que podemos medir con técnicas de Interferometría variables y dimensionales del orden de micrómetros o nanómetros, lo cual sería casi imposible con sensores no ópticos, ésta razón nos motiva a investigar y diseñar nuevos sensores de fibra óptica que permitan la medición de presión, torsión, profundidad de micropuntos en superficies traslúcidas y blandas y por último el grosor de placas delgas.

También se pretende diseñar arreglos con doble rejilla de período largo que sean sensibles a cualquier cambio en el exterior del sensor ya sea provocado por: calentamiento, cambio de presión y cambio de índice de refracción de la sustancia que esté en contacto con la fibra sensora. En sí las aplicaciones de sensado con fibra óptica se vuelve muy versátil y es de nuestro interés explotar éstas características y concentrar nuestros esfuerzos en sensado de micropuntos, microrelieves, presión e índices de refracción.

Capítulo 1.

Interferómetros

1.1.1 Interferometría general

Cuando dos o más ondas se propagan en el espacio y se encuentran en una región, en cada punto de la región la onda resultante es la suma de dichas ondas. Por lo tanto si tenemos **n** ondas nombradas **U₁, U₂... U_n** que se superponen en una región del espacio, la onda resultante en cualquier punto de ésta región viene dada por la siguiente ecuación matemática.

$$u = \sum_{j=1}^n u_j \quad (1)$$

Los interferómetros se pueden clasificar según: su arreglo, estructura y función.

- De dos haces: Michelson y Mach Zehnder
- De múltiples haces: Fabry Perot.

1.2.1 Interferómetro de Michelson; Espacio libre y Fibra óptica

Interferómetro de Michelson en Espacio libre

Consiste básicamente en una fuente láser divergente, la cual al encontrarse con un divisor de haz es separada en dos frentes de ondas idénticas propagándose en direcciones perpendiculares, ver **Figura 1.1**

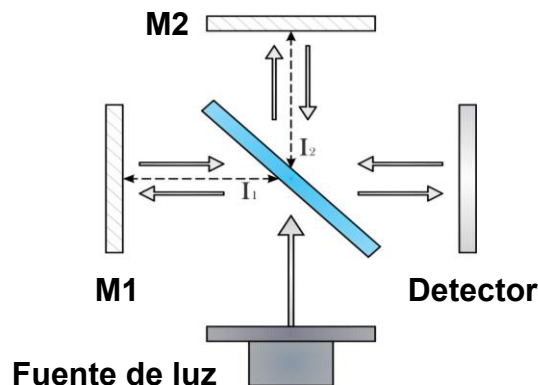


Figura 1.1

Interferómetro de Michelson en espacio libre

La mejor forma de analizar dicho interferómetro es considerar el esquema “equivalente”, formado por la fuente láser que determina los espejos y alinea el sistema, ver **Figura 1.2**.

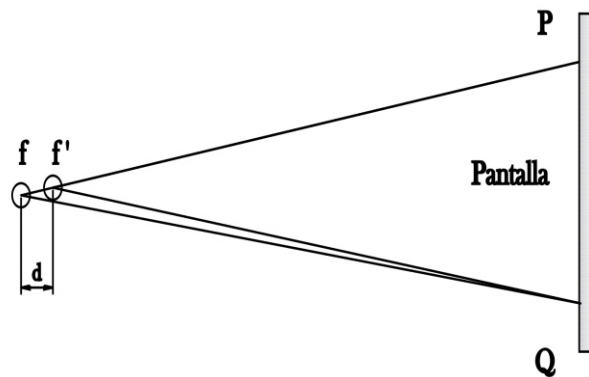


Figura 1.2

Esquema equivalente del Interferómetro de Michelson

Los puntos **f**, **f'** son las imágenes que el sistema óptico determina para la fuente cuando se contemplan desde la pantalla, siendo (**d**) la diferencia de camino (ida y vuelta) entre los dos brazos del interferómetro.

Interferómetro de Michelson en Fibra óptica

En éstos interferómetros la luz es guiada por las fibras y las láminas divisoras son sustituidas por acopladores direccionales para fibra óptica. Los espejos en algunos casos se pueden sustituir por los propios extremos de la fibra debidamente terminados.

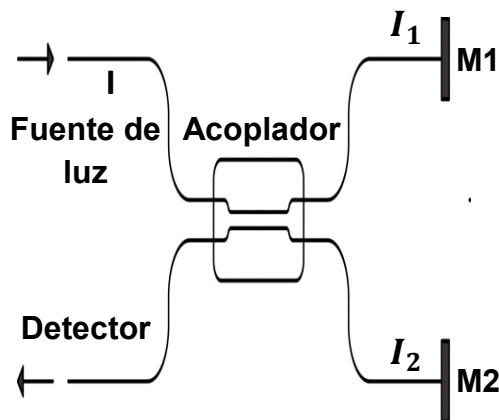


Figura 1.3

Interferómetro de Michelson en fibra óptica

Ecuación matemática para la condición de interferencia

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos (\Delta \phi) \quad (2)$$

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_2 - n_1) \quad (3)$$

Características generales

- Fuente extensa y no colimada
- Divisor de haz a 45°
- El camino óptico se modifica fácilmente moviendo uno de sus espejos.

Aplicaciones generales

- Medida de longitud de la coherencia temporal
- Medida de espesores e índices de refracción
- Vibraciones y dilataciones

1.3.1 Interferómetro de Mach Zehnder; Espacio libre y Fibra óptica

Este interferómetro es de dos brazos pero con otra lámina divisora más, ver **Figura 1.4**. A diferencia del arreglo de Michelson en esta configuración se obtienen dos señales de salida de la misma magnitud.

Se puede definir a este arreglo relativamente simple de espejos y semiespejos que demuestra claramente el fenómeno de interferencia de luz por la división de un frente luminoso. Este es dividido en un primer semiespejo y después es recombinado en un segundo semiespejo.

Donde dependiendo de la fase relativa adquirida por los frentes a lo largo de los caminos se exhibirá una interferencia constructiva con eficiencia entre 0 y 100%.

Características

- Con haz colimado y espejos ajustados: luz uniforme
- Con espejos desajustados: franjas
- Si el haz de entrada no es colimado: anillos.

Aplicaciones

- Perfilometría de superficies
- Medidas de cambios de refracción
- Túneles de viento

Interferómetro de Mach Zehnder en espacio libre

LS: láminas divisoras de haz

M: espejos

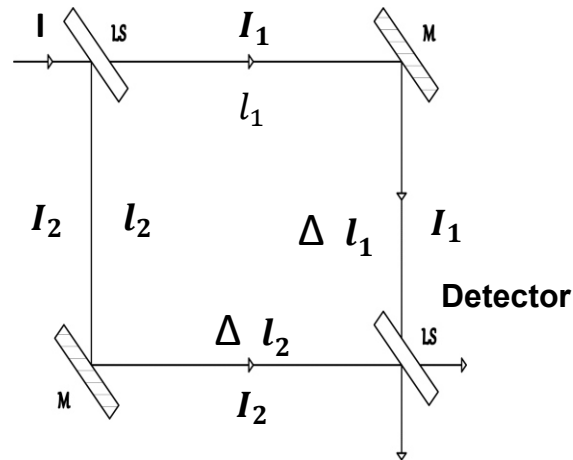


Figura 1.4

Interferómetro de Mach Zehnder en espacio libre

Interferómetro de Mach Zehnder en fibra óptica

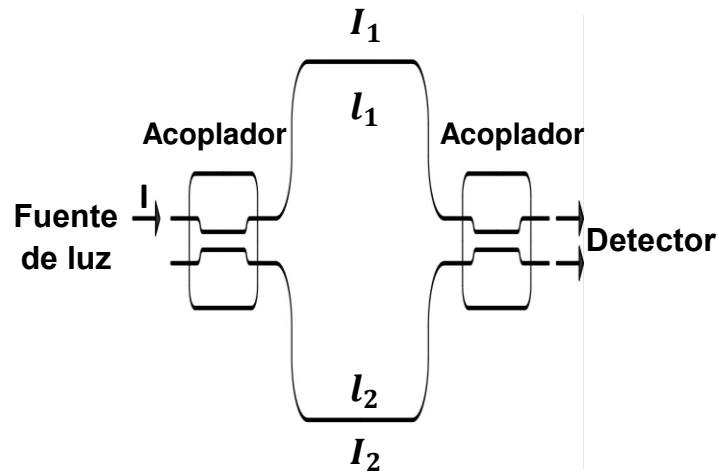


Figura 1.5

Interferómetro de Mach Zehnder en fibra óptica

Ecuación matemática para la condición de interferencia

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta \phi) \quad (4) \quad \Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_2 - n_1) \quad (5)$$

1.4.1 Interferómetro de Fabry Perot; Espacio libre y Fibra óptica

Un esquema del interferómetro de Fabry Perot en espacio libre se muestra en la **Figura 1.6** y consiste en dos láminas de vidrio paralelas **P1** y **P2** separadas entre sí a una distancia (**d**). La cara interna de dichas superficies está recubierta de una película plateada de alta reflectividad parcialmente transparente, estando ocupado el espacio entre ambas por aire. Éste interferómetro está basado en las interferencias de ondas múltiples generadas mediante dos láminas plano paralelas iluminadas en incidencia próxima a la normal.

De acuerdo con la **Figura 1.6** la intensidad (**I**) en el punto (**P**) del plano focal de la imagen, una lente contribuirá cada uno de los rayos que salen de la lámina con el mismo ángulo tras múltiples reflexiones. Sumando cada una de éstas contribuciones se obtiene la siguiente ecuación matemática.

$$I = I_0 \frac{t^4}{(1 - r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 \frac{\phi}{2}} \quad (6)$$

Aplicaciones

- Empleo en redes de telecomunicaciones para el multiplexado de longitudes de ondas.

Interferómetro de Fabry Perot en espacio libre:

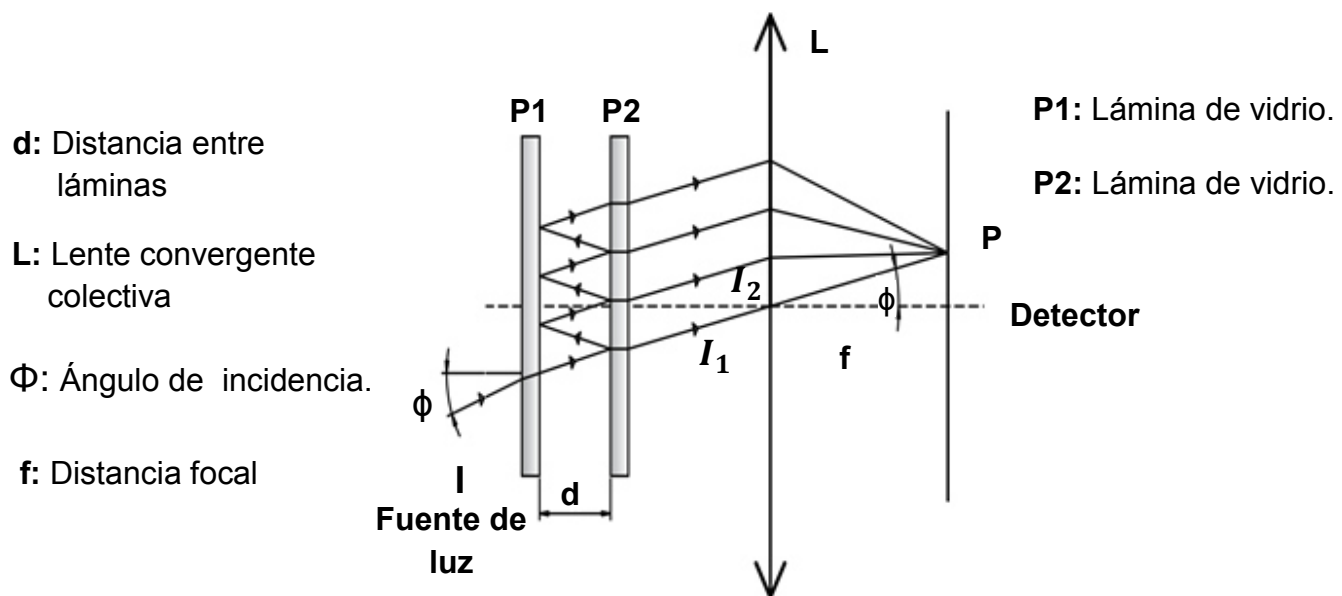


Figura 1.6

Interferómetro de Fabry Perot en espacio libre

Si asignamos al haz incidente una amplitud **a** y a la primera onda transmitida una fase, la amplitud resultante al superponer **n** ondas será la siguiente ecuación.

$$A = a (1 - r^2)[1 - r^2 \exp(-i\delta)]^{-1}[1 - r^{2n} \exp(-in\delta)] \exp(i\phi) \quad (7)$$

Donde **r** es el coeficiente de reflexión de las láminas y δ es la diferencia de fase entre sucesivas y ondas transmitidas que viene dada por $\delta = 4\pi d n' \cos \phi$, con **d**, la distancia entre láminas, **n** el índice de refracción del medio entre ellas y el ángulo ϕ de incidencia del haz.

$$I = a^2 [1 + 4r^2(1 - r^2)^{-2} \sin^2(\delta/2)]^2 \quad (8)$$

Interferómetro de Fabry Perot en fibra óptica

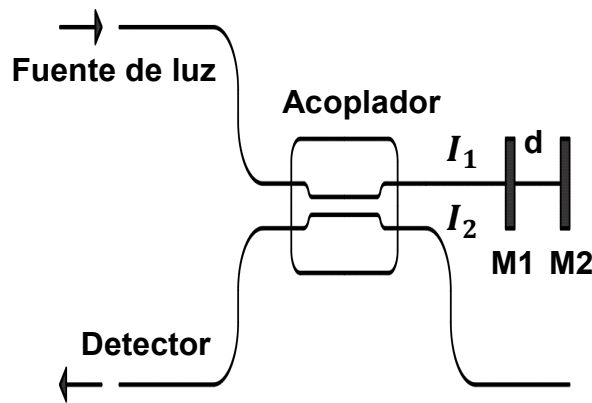


Figura 1.7

Interferómetro de Fabry Perot en fibra óptica

1.5.1 Sensores en fibra óptica

Los interferómetros de fibra óptica han pasado a ser la base de una nueva generación de sensores ópticos. Actualmente las aplicaciones más desarrolladas son las referentes a hidrófonos y giróscopos, sin embargo ya existen otros tipos de sensores ampliamente estudiados y desarrollados. El sensor basado en interferómetros de fibra óptica se basa en la medida de un parámetro físico por medio de la modulación de fase.

Capítulo 2

Interferómetros de Fibra Óptica

Introducción

Los arreglos de interferómetros descritos en el capítulo anterior y que han sido analizados usando propagación de haces en aire libre se analizaron usando fibras ópticas.

En éste caso los haces que van a interferir se propagan en el interior de una misma fibra o en diferentes fibras ópticas. Para ello hay que acoplar los haces que viajan en la fibra óptica para así obtener la interferencia deseada. El acoplamiento de éstos haces se realiza por medio de dispositivos de fibra óptica, como por ejemplo: Acopladores de Fibra (AF) y/o Rejillas de Período Largo (RPL).

En éste capítulo se describirán los conceptos básicos de fibra óptica, el funcionamiento de los Acopladores de Fibra (AF) y las Rejillas de Período Largo (RPL). Éstos dispositivos conectados en serie nos permiten diseñar diferentes arreglos de interferómetros en fibra óptica.

2.1.1 Conceptos Básicos de Fibra Óptica

Una fibra óptica es un filamento muy fino de material transparente hecho de vidrio o plástico que se utiliza como medio de transmisión de luz. En su forma simple, una fibra óptica consiste de un núcleo central cilíndrico de alta pureza rodeado por una cubierta cuyo índice de refracción n_2 es ligeramente menor que el índice de refracción n_1 del núcleo, lo cual permite la transmisión de luz por el fenómeno de reflexión total interno.

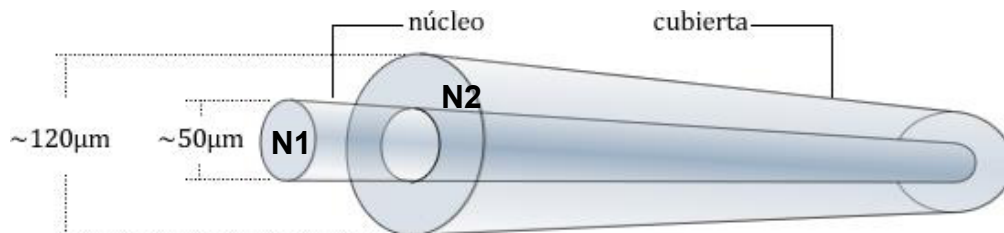


Figura 2.1

Geometría y dimensiones de una fibra óptica

La fibra óptica lleva un recubrimiento de plástico que depende de la utilización de la misma. Las dimensiones de una fibra óptica varían dependiendo el tipo de fibra. En éste ejemplo el diámetro del núcleo de la fibra es aproximado a los 50 µm y su cubierta oscila alrededor de las 120 µm.

2.2.1 Propagación de luz a través de la fibra

Una fibra óptica es una guía de onda cilíndrica que captura la luz y permite su transmisión a través de ésta. La fibra óptica utiliza el principio de reflexión total interno para lograr el guiado de luz, esto da como resultado las diferencias del índice de refracción de los materiales que componen el núcleo, la cubierta y el ángulo con que los rayos inciden sobre la interface núcleo cubierta.

Se sabe que por la **Ley de Refracción** un rayo de luz monocromático desvía su camino al pasar de un material con índice de refracción n_A a otro de índice n_B . De manera más precisa, dicha ley también conocida como **Ley de Snell**, expresa lo siguiente: “el cociente de los senos de los ángulos θ_A y θ_B donde ambos ángulos se miden desde la normal a la superficie de intersección de los materiales A y B es igual al inverso del cociente de los índices de refracción”, esto se expresa en la siguiente ecuación matemática:

$$\frac{\text{sen}(\theta_A)}{\text{sen}(\theta_B)} = \frac{n_B}{n_A} \quad (1)$$

Los resultados de ésta ecuación nos muestran la desviación que tendría un haz de luz que atraviesa tales materiales. Para interfaces en las que el índice de refracción en el primer material sea mayor que en el segundo ($n_A > n_B$), el rayo se “alejaría” de la normal, ya que la onda de luz viajaría más rápido en éste segundo material. Cuando los índices de refracción sean tales como ($n_A < n_B$) el rayo haría más lento su recorrido en el material **B** y por lo tanto tendería a “acercarse” a la recta normal.

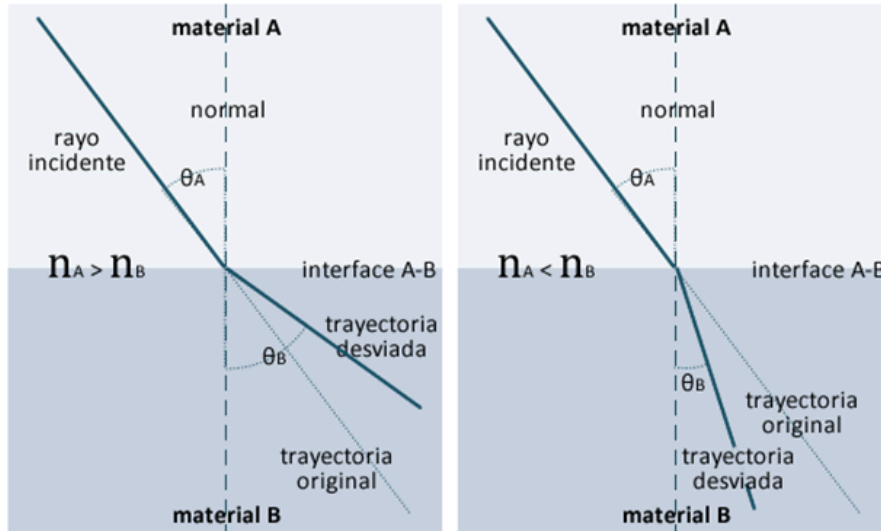


Figura 2.2

Desviación de un rayo de luz, según el índice de refracción de los medios

De las ecuaciones de la Ley de Snell sabemos que existe un ángulo de incidencia, el rayo refractado tiene una trayectoria desviada hacia la intersección de los materiales **(A)** y **(B)**, a éste se le conoce como ángulo crítico. El ángulo crítico es el de incidencia límite que permite que θ_B , el ángulo formado por la trayectoria desviada hace que la recta normal sea igual a 90° . Para que un rayo sea desviado hacia la interface entre los materiales se requiere que la luz viaje más rápido en el material **(B)** que en el **(A)**.

Tomando la ecuación (1) e igualando $\theta_B = 90^\circ$ resulta que $\text{sen } \theta_B = 1$, lo cual nos devuelve la siguiente ecuación:

$$\text{sen } \theta_A = \frac{n_B}{n_A} \quad (2)$$

Por lo tanto el ángulo crítico sería:

$$\theta_{crit} = \theta_A = \text{sen}^{-1} \left(\frac{n_B}{n_A} \right) \quad (3)$$

Como se puede observar el ángulo crítico depende de la razón entre los índices de refracción de los materiales **(A)** y **(B)**. Un rayo incidente con un ángulo ligeramente mayor al ángulo crítico permitiría que el 100% de luz sea reflejada de nuevo al material **(A)**. Considerando la geometría de la fibra óptica como líneas paralelas de interfaces (núcleo recubrimiento). La incidencia de dicho rayo daría como resultado la reflexión total del haz; fenómeno conocido como reflexión total interna.

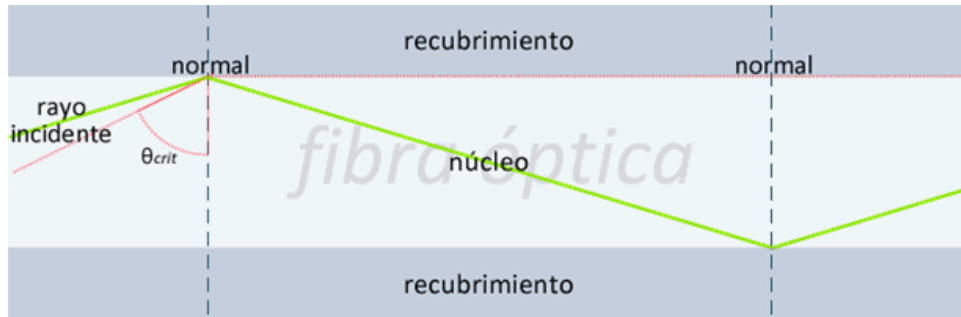


Figura 2.3

Ángulo crítico

Para lograr capturar un haz de luz en fibra óptica se utiliza el mismo principio sobre la forma en que la luz se refracta. Se requiere conocer la razón entre los índices de refracción en la interface (aire núcleo) para poder insertar un rayo de luz dentro de una fibra óptica, sin embargo esto no asegura su captura total a través de toda la longitud de la fibra. Debido a que la luz viaja más rápido en el aire que en cualquier otro medio exceptuando el vacío, el índice de refracción del núcleo siempre sería mayor que el índice del aire, lo cual desviaría un rayo de luz entrante hacia el eje de la fibra y aseguraría que éste logrará entrar.

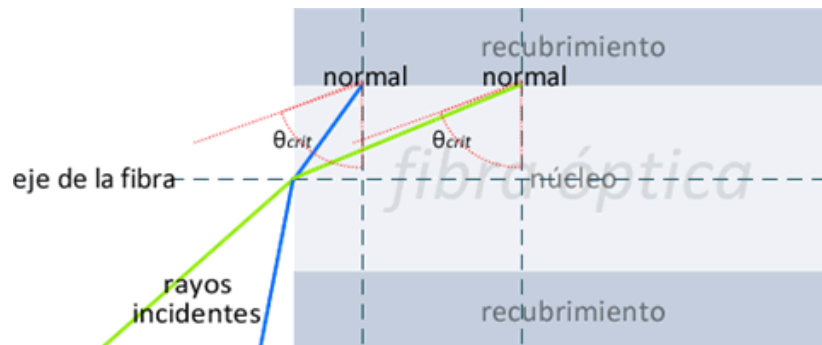


Figura 2.4

Inserción de luz en el núcleo de la fibra

En la **Figura 2.4** los rayos incidentes (azul y verde) logran entrar en la fibra pero no permanecen en ella, es visible que el ángulo en el que se encuentra la interface (núcleo recubrimiento) es aún menor que el ángulo crítico y por lo que conlleva ser insuficiente. Si se analiza el camino que toma un rayo al salir de una fibra óptica podemos encontrar fácilmente el ángulo mínimo requerido para provocar la reflexión total interna y por lo tanto la transmisión completa del haz.

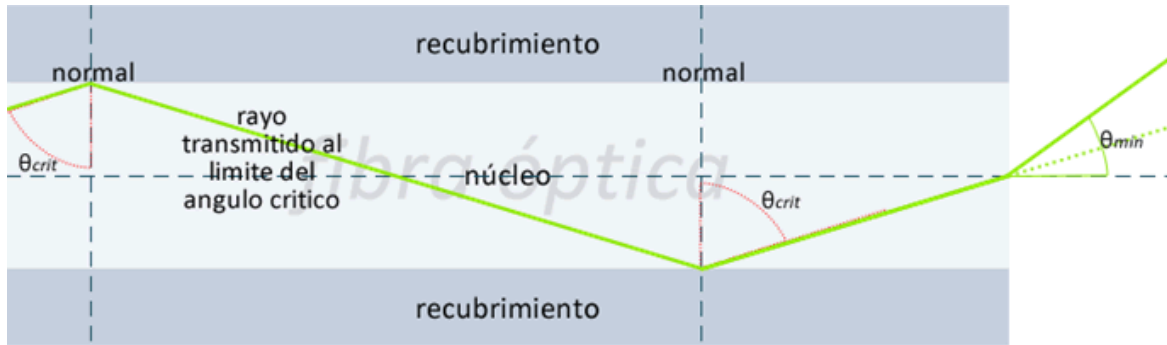


Figura 2.5

Viaje completo del haz en la fibra

Si se recorre la trayectoria del rayo emergente de la fibra en forma inversa encontramos el ángulo justo al cual se puede asegurar la captura del haz, a partir de éste ángulo sería un ángulo de incidencia mínimo (θ_{min}), cualquier ángulo menor permitiría un viaje a lo largo de toda la fibra.

La trayectoria que toma un rayo de luz viajante del ángulo crítico se ve desviada su dirección al salir de la fibra y se alejaría de su eje. Si se recorre éste ángulo hacia el contorno del núcleo se puede obtener el cono de aceptación con que se puede transmitir una señal por fibra, ver **Figura 2.6**.

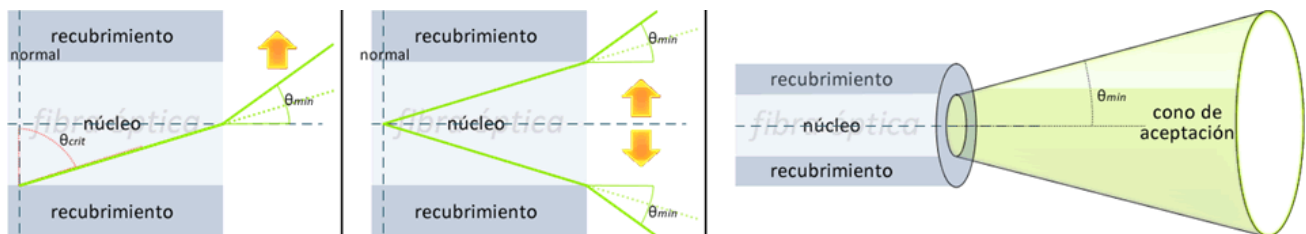


Figura 2.6

Cono de aceptación de luz en la fibra. Representa el área con que un rayo puede ser transmitido

La apertura numérica (**NA**) por sus siglas en inglés. En fibra óptica es un término que representa la capacidad de una fibra óptica de captar la luz y se define por la siguiente ecuación matemática.

$$NA = \sqrt{n_{nuc}^2 - n_{recub}^2} \quad (4)$$

La apertura numérica se relaciona con el ángulo de aceptación (θ_{min}) mediante la siguiente ecuación matemática.

$$\theta_{min} = \text{sen}^{-1}(NA) \quad (5)$$

2.2.2 Tipos de fibra óptica y modos de propagación

El análisis geométrico de luz en forma de rayos genera resultados válidos, una descripción precisa de propagación de luz requiere su tratamiento como fenómeno ondulatorio. Se examina la distribución transversal del campo eléctrico y su intensidad al viajar por el núcleo. El concepto de “modo” describe ésta distribución de campo. El número de modos y la distribución de campo eléctrico en los que puede transmitirse una señal por fibra dependen en gran parte a su frecuencia óptica.

En general, las fibras pueden soportar distintos tipos de modos:

1) Modos guiados

Éstos son, en el cual la transmisión ocurre en el núcleo de la fibra. La intensidad decae exponencialmente en el recubrimiento.

2) Modos Leaky, Leaky modes o modos agujerados

Son modos en el cual la transmisión se centra en el núcleo, pero parte de su intensidad se transmite por el recubrimiento.

3) Modos de recubrimiento o cladding modes

Tienen distribuciones de intensidad que cubren la región de recubrimiento.

El número de modos guiados depende fuertemente del diseño de la fibra. Fibras con un solo modo guiado son llamadas **fibras monomodales**, Fibras con más de un modo guiado son llamadas **fibras multimodales**.

En general, el número de modos guiados crece conforme decrece la longitud de onda.

Según el perfil radial de índice de refracción, las fibras ópticas se pueden clasificar en fibras de índice escalonado y fibras de índice gradual.

2.2.3 Fibras de índice de refracción escalonado

Son fibras ópticas con el más simple perfil, un índice de refracción constante n_1 en el núcleo y otro valor constante n_2 de índice de refracción en el recubrimiento. Dependiendo principalmente del radio del núcleo, un rayo de luz puede tomar solo una o varias trayectorias, debido a ello hay una importante distinción en las fibras.

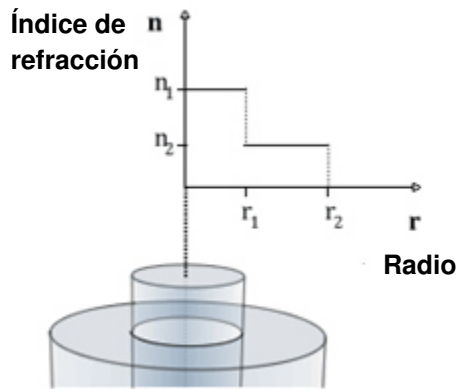


Figura 2.7

Fibra óptica con índice de refracción escalonado

Las características importantes de las fibras de índice escalonado son las siguientes:

La apertura numérica es el valor de la función seno del ángulo máximo de un rayo incidente respecto al eje de la fibra para que la luz pueda ser transmitida. Se define por la relación vista en la ecuación (4):

$$NA = \sqrt{n_{nuc}^2 - n_{recub}^2} \quad (6)$$

Donde n_{nuc} es el índice de refracción del núcleo y n_r es el índice de refracción del recubrimiento [7].

El número V es una particularidad de las fibras de índice escalonado y determina el número de modos guiados. Se define como:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} * a * NA \quad (7)$$

Donde λ es la longitud de onda de luz y a es el radio del núcleo de la fibra.

La principal propiedad del número **V** es para valores por debajo de **2.045**, las fibras soportan solo un modo de propagación (fibras monomodales).

En fibras multimodales para valores muy grandes de V, el número de modos soportados se puede determinar por la aproximación de:

$$M \approx \frac{4}{\pi^2} V^2 \quad (8)$$

2.2.4 Fibras ópticas monomodales.

Son fibras ópticas diseñadas para soportar solo un modo guiado de propagación. Usualmente las fibras monomodales tienen un núcleo relativamente pequeño de (orden micrométrico) y el valor de su **mode radius** (radio de la distribución de modo) es aproximado a los 5 μm .



Figura 2.8

Fibra óptica monomoda

Una de las características principales en la transmisión monomodal es el perfil de distribución transversal Gaussiano concentrándose sobre el eje de la fibra.

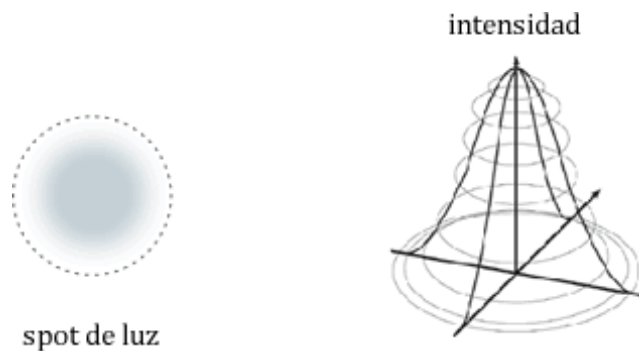


Figura 2.9

Propagación gaussiana sobre el núcleo de la fibra

Las diferencias que las fibras monomodales presentan en los índices de refracción (núcleo recubrimiento) son pequeñas.

Las fibras ópticas monomodales son siempre fibras de índice de refracción escalonado.

2.2.5 Fibras ópticas multimodales.

Son fibras que soportan varios modos guiados. Se caracterizan por un núcleo más grande y mayor diferencia en los índices de refracción (núcleo recubrimiento). En una fibra óptica monomodal se facilita la inserción de luz pero presenta mayores pérdidas.

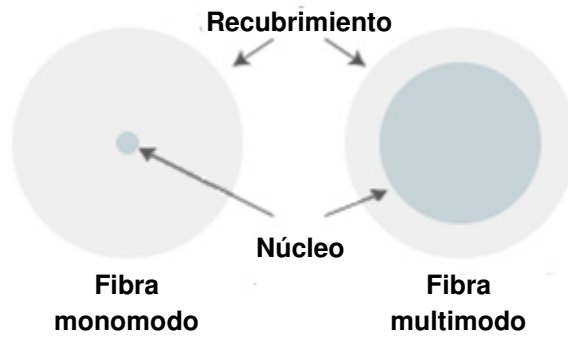


Figura 2.10

Vista transversal de la diferencia estructural entre fibra monomoda y multimoda

Para una señal de longitud de onda λ , la distribución de campo eléctrico depende de las condiciones de inserción del rayo. Las distribuciones o modos de una fibra son usualmente referidos como modos **LP** (polarización lineal) por sus siglas en inglés, ésto se refiere a una aproximación escalar para el campo, suponiendo que el campo solo tiene una componente transversal.

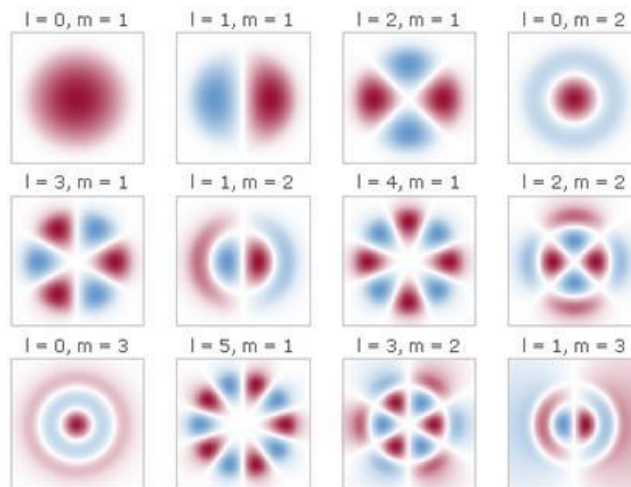


Figura 2.11

Modo de propagación de luz en la fibra multimodo

La distribución de campo eléctrico en la transmisión multimodal es la superposición de los modos generados por la transmisión de cada rayo a su respectiva longitud de onda.

Las fibras multimodales de índice escalonado presentan un problema de dispersión conocido como (dispersión intermodal). La dispersión intermodal es la distorsión que se presenta en la señal al transmitirse por fibra óptica debido a que los modos mayores recorren mayor distancia, por ésta

razón los rayos de luz llegan en tiempos distintos, generándose un pulso ensanchado y deformado con respecto al original.

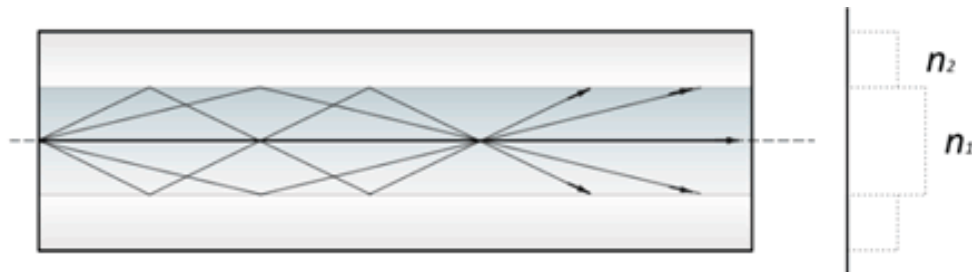


Figura 2.12

Propagación de luz en fibra multimodo

Como ingeniosa solución a la dispersión se proponen las fibras de índice gradual.

2.2.6 Fibras de índice de refracción gradual

Las fibras de índice gradual están diseñadas para evitar la dispersión en la transmisión multimodal. Son fibras cuyo índice de refracción decrece radialmente a partir del núcleo.

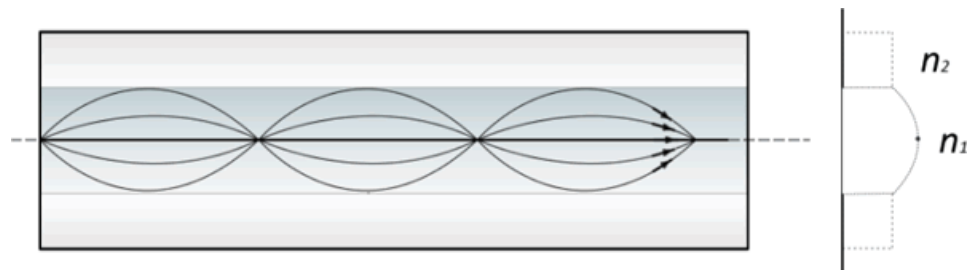


Figura 2.13

Propagación en fibra con índice de refracción

Como resultado a tal graduación, la trayectoria de los rayos se suaviza aminorando así las pérdidas de información debidas a la dispersión.

2.3.1 Acopladores de fibra (AF)

Un acoplador de fibra óptica o también conocido como conector de fibra óptica proporciona una terminación para un extremo de fibra óptica, su función es conectar o desconectar rápidamente una fibra de otra. En la mayoría de los casos un acoplador de fibra óptica contiene un mecanismo de resortes que presiona de manera fácil las fibras entre sí, asegurando el contacto directo y sin ninguna interferencia de aire.

Un acoplador de fibra óptica puede tener muchas conexiones. Lo ideal de un acoplador de fibra óptica es que pueda soportar fibras monomodo y multimodo. Además tendrá una baja pérdida de inserción que se mide en decibels.

En un puerto de entrada del acoplador de fibra óptica podrían estar incluidas una o más fibras ópticas. Éstas a menudo se denominan como guías de onda y podrían conducir a uno o más puertos de salida también conocidos como fuentes.

2.3.2 Derivación de la ecuación de modo acoplado para el acoplamiento periódico

Se considera una fibra óptica con un perfil de índice de refracción $n^2(\mathbf{x}, \mathbf{y})$, en la cual es periódica (\mathbf{z}) dependiente de la perturbación dada por $\Delta n^2(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$. Ésta perturbación podría corresponder a la variación de refracción periódica como en una rejilla de fibra Bragg o bien podría ser una tensión periódica o una ondulación periódica de los ejes de la fibra.

Si $\Psi_1(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ y $\Psi_2(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ son dos modos de fibra, entonces la perturbación periódica puede bajo ciertas condiciones que se derive y potenciar el par entre los modos. Así escribimos para el campo total de cualquier valor de (\mathbf{z}) como se muestra en la siguiente ecuación matemática.

$$\Psi(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}) = A(\mathbf{z}) \Psi_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) e^{-i\beta_1 \mathbf{z}} + B(\mathbf{z}) \Psi_2(\mathbf{x}, \mathbf{y}) e^{-i\beta_2 \mathbf{z}} \quad (9)$$

Aquí Ψ_1 y Ψ_2 están en ausencia de perturbación y $A(\mathbf{z})$ y $B(\mathbf{z})$ son sus amplitudes correspondientes. En ausencia de perturbación A y B serían constantes en el par de perturbación entre los modos de potencia, por lo tanto A y B son (\mathbf{z}) dependiente.

Porque Ψ_1 y Ψ_2 son los modos de la fibra en la ausencia de cualquier perturbación, ellas satisfacen las siguientes ecuaciones.

$$\nabla_t^2 \Psi_1 + (k_0^2 n^2(\mathbf{x}, \mathbf{y}) - \beta_1^2) \Psi_1 = 0 \quad (10)$$

$$\nabla_t^2 \Psi_2 + (k_0^2 n^2(\mathbf{x}, \mathbf{y}) - \beta_2^2) \Psi_2 = 0 \quad (11)$$

Donde

$$\nabla_t^2 = \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (12)$$

Además satisfacen la condición de ortogonalidad.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_1^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Psi_2(\mathbf{x}, \mathbf{y}) d\mathbf{x} d\mathbf{y} = 0 \quad (13)$$

La ecuación de onda que es satisfecha por $\Psi(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ es

$$\nabla_t^2 \Psi + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + k_0^2 [n^2(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + \Delta n^2(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})] \Psi = 0 \quad (14)$$

2.3.3 Rejillas de Período Largo (RPL)

Una rejilla de período largo (RPL) consiste de una perturbación periódica inducida en el núcleo de la fibra. Ésta perturbación periódica provoca que dos modos de propagación de fibra se acoplen entre sí, intercambiando de ésta forma su energía. Éstos 2 modos se propagan en forma (co direccional) y típicamente consisten en el modo fundamental del núcleo y un modo de mayor orden de revestimiento, ésto se muestra en forma pictórica en la **Figura 2.14**.

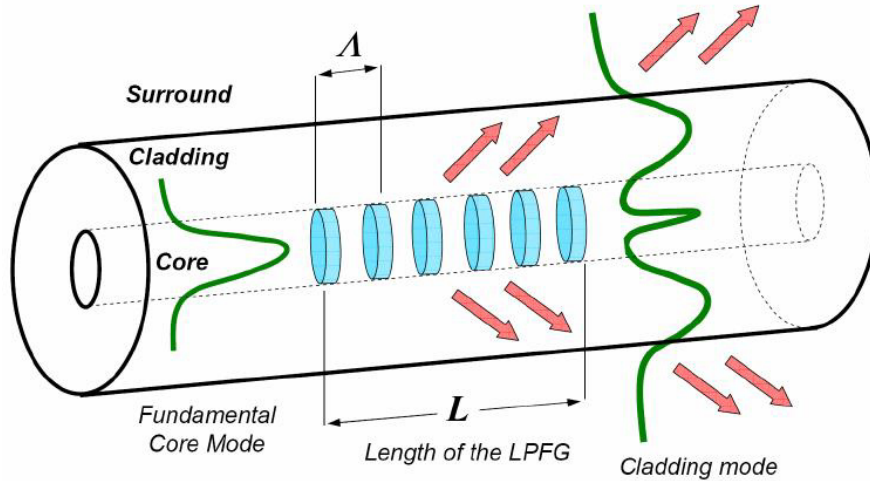


Figura 2.14

Acoplamientos de modos en una RPL de longitud L .

El acoplamiento entre éstos dos modos ocurre a una longitud de onda específica llamada, longitud de onda de resonancia que está dada por la siguiente condición de amarre de fase.

$$\lambda_{res} = (n_{eff}^1 - n_{eff}^2) \Lambda \quad (15)$$

Donde λ_{res} es la longitud de onda de resonancia, n_{eff}^1 y n_{eff}^2 son los índices efectivos del modo fundamental del núcleo y del modo del revestimiento y por ultimo Λ es el período del (RPL). El valor de Λ se encuentra en el rango de 100 μ m a 1mm.

Para reproducir numéricamente el comportamiento de una rejilla de período largo debemos conocer primero los modos que se propagan en el núcleo y revestimiento de la fibra óptica, así como también los índices efectivos de cada uno de éstos modos. Para ello debemos resolver la ecuación de onda en fibra óptica con un perfil de índice escalón:

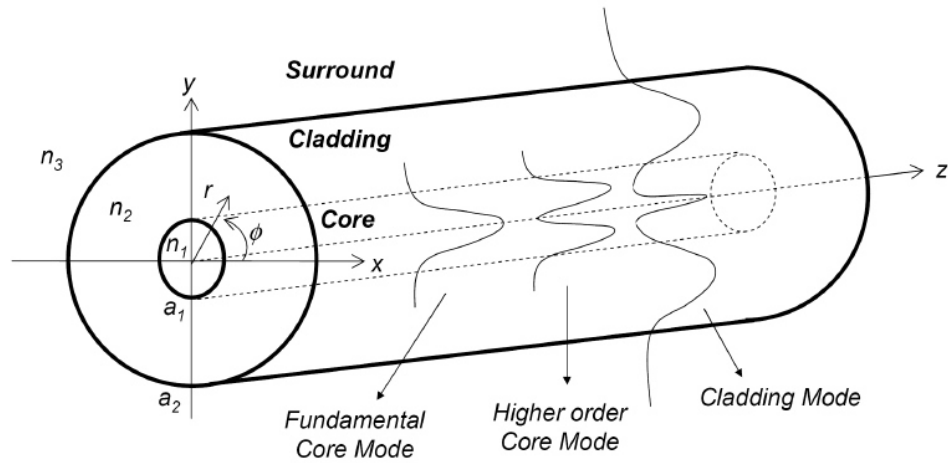


Figura. 2.15

Fibra óptica con un perfil de índice escalón

La solución de la ecuación de onda nos sirve para encontrar los modos bidimensionales que se propagan en la fibra óptica. La ecuación empleada se presenta a continuación:

$$\nabla^2 \Psi(x, y) + k^2 [n(x, y)^2 - n_{eff}^2] \Psi(x, y) = 0 \quad (16)$$

Donde $\Psi(x, y)$ es el modo de propagación, $n(x, y)$ es el perfil de índice de refracción de la fibra en 2 dimensiones $k = 2\pi/\lambda$, siendo λ la longitud de onda de luz y n_{eff} es el índice de refracción efectivo del modo de propagación.

El algoritmo utilizado para resolver la ecuación se realizó en **Matlab** y se presenta en el **(Anexo 2) “Apéndice A”**. El algoritmo nos proporciona las figuras de los modos bidimensionales, tal como se muestra en la siguiente página.

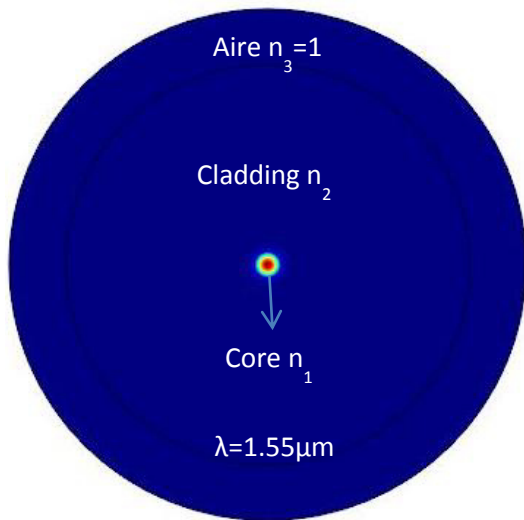


Figura 2.16

Modo fundamental LP₀₁ en el núcleo de la fibra

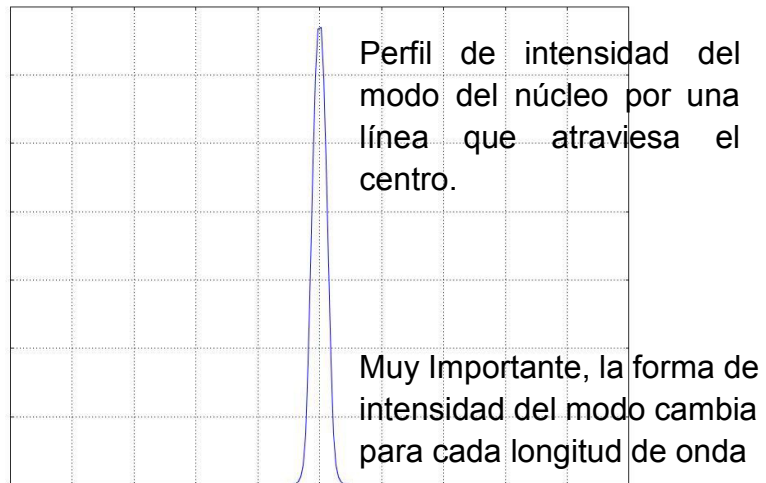


Figura 2.17

El índice efectivo n_{eff} con que se propaga éste modo varía con la longitud de onda.

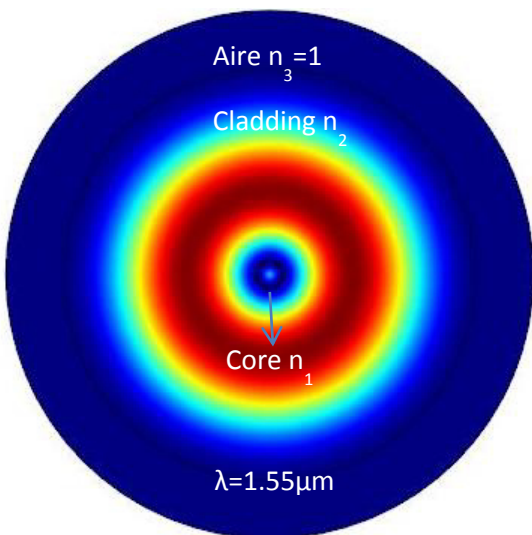


Figura 2.18

Modo de mayor orden LP₀₂ en el cladding de la fibra

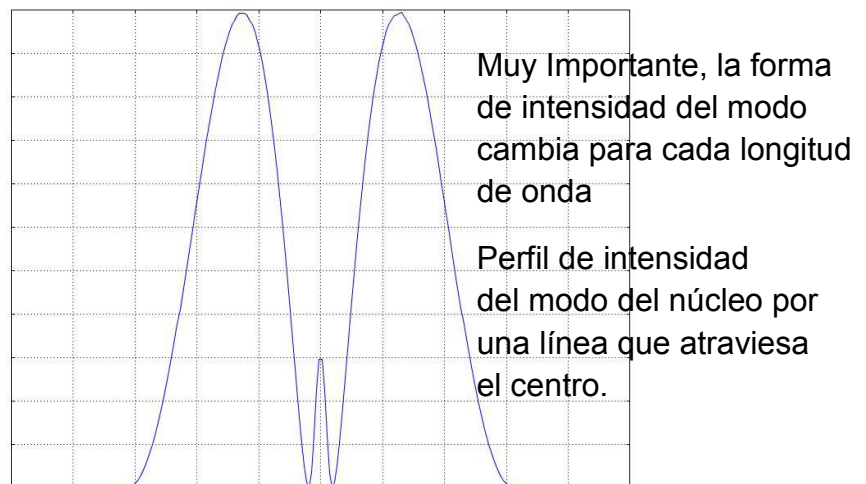


Figura 2.19

El índice efectivo n_{eff} con que se propaga éste modo varía con la longitud de onda.

En las anteriores **Figuras (2.16 – 2.19)** se presentan dos modos de fibra que pueden propagarse en el núcleo como en el revestimiento, cada uno con su índice efectivo respectivo. Cabe

mentar que cambiando la longitud de onda λ , se cambia una de las constantes de la ecuación de onda y por lo tanto las soluciones de la misma tendrán que cambiar. Éste cambio no afecta mucho la forma bidimensional de los modos, aunque éstos son más apreciables en los valores de índices efectivos que toman dichos modos.

A continuación, se proporcionan los índices efectivos de los modos mostrados anteriormente variando la longitud de onda de luz incidente.

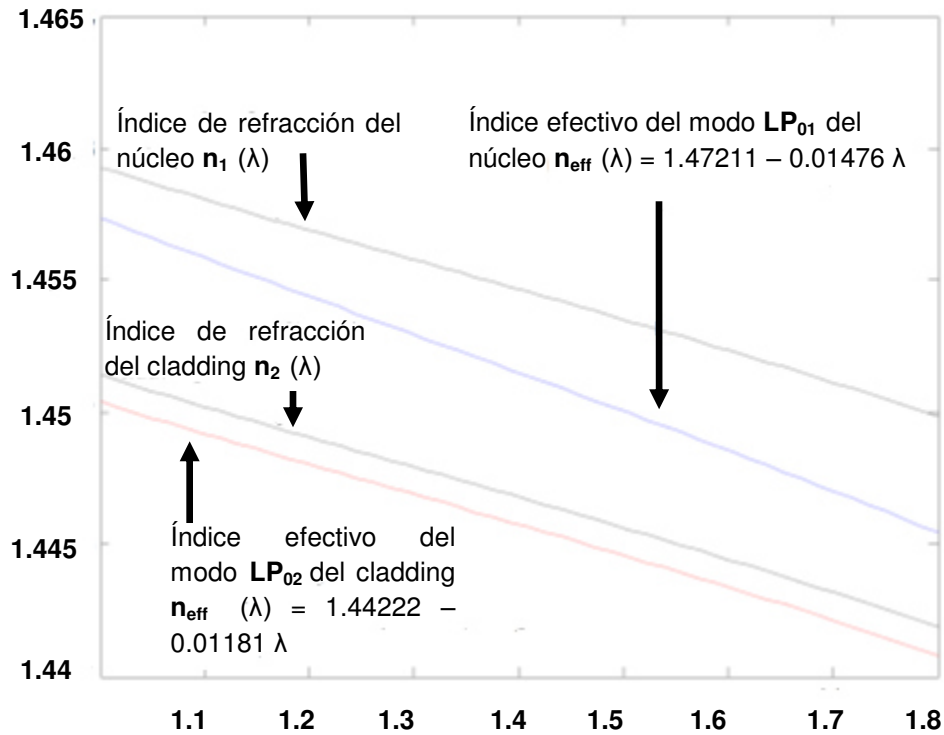


Figura 2.20

Curva de índices efectivos

Cabe mencionar que el algoritmo nos proporciona el número de modos que deseamos calcular, los cuales pueden ir desde 2 hasta 1000.

Una vez que ya tengamos las expresiones de los modos y sus respectivos índices efectivos se puede modelar el acoplamiento entre ellos dentro de una rejilla de período largo.

Las ecuaciones que se utilizan para realizar dicho acoplamiento se encuentran descritas a continuación:

$$\frac{dA}{dz} = k B e^{i\Gamma z} \quad (17)$$

$$\frac{dB}{dz} = -k A e^{-i\Gamma z} \quad (18)$$

Las cuales han sido deducidas en el **(Apéndice F)** del Libro “Introduction to fiber optics, Ghatak”. En éstas ecuaciones **(B)** representa la potencia del modo fundamental del núcleo, **(A)** representa la potencia de un modo del cladding y **(κ)** es la constante de acoplamiento que está directamente relacionada con la fuerza o amplitud de perturbación periódica con que es fabricada la rejilla de período largo y generalmente toma valores aproximados de **0.1 [1/μm]**. Por otro lado el parámetro $\Gamma = \frac{2\pi n_{eff,co}}{\lambda} - \frac{2\pi n_{eff,cl}}{\lambda} - \frac{2\pi}{\Lambda}$ nos proporciona la eficiencia de acoplamiento entre el modo del núcleo y el modo del cladding. Aquí vale la pena comentar que para $\Gamma = 0$ se da la máxima transferencia de potencia de modo del núcleo al modo de revestimiento y es bajo ésta circunstancia que se cumple la condición de phase matching, la cual se describe a continuación.

$$\lambda_{res} = (n_{eff}^1 - n_{eff}^2) \Lambda \quad (19)$$

Para resolver éstas ecuaciones se utilizó un segundo algoritmo hecho nuevamente en **(Matlab)** y que se encuentra en el **(Anexo 2) “Apéndice B”**. Para realizar el modelado se consideró inicialmente que la máxima potencia se encontraba primero en el modo del cladding y conforme se propaga en **(z)**, éste modo va atravesando la perturbación periódica y transfiriendo su energía al modo del cladding. Ésta operación se repite para cada longitud de onda diferente. Como resultado se obtiene la potencia de salida del modo del núcleo a diferentes longitudes de onda, ver **Figura 2.21**.

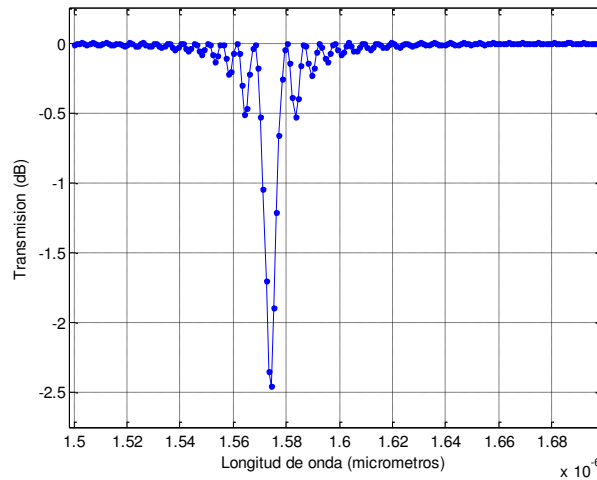


Figura 2.21

Modelado de la rejilla de período largo

En la **Figura 2.21** se observa que a una longitud de onda específica la potencia dentro del núcleo de la fibra ha disminuido considerablemente, esto se debe a que en ésta longitud de onda se presenta el máximo acoplamiento entre el modo del núcleo y el cladding, de ésta forma obtenemos la máxima transferencia de energía hacia el modo del cladding respectivamente. Aquí

es importante mencionar que la posición de éste pico de atenuación observado en la figura antes mencionada dependerá mucho del modo del cladding seleccionado, prácticamente podemos calcular varios cientos de modos que viajen en el cladding y obtendremos para cada uno de ellos diferentes posiciones del pico de atenuación debido a que en las ecuaciones de acoplamiento descritas anteriormente se encuentra el parámetro $\Gamma = \frac{2\pi n_{eff,co}}{\lambda} - \frac{2\pi n_{eff,cl}}{\lambda} - \frac{2\pi}{\Lambda}$ cuyo valor cambiará para cada índice efectivo del modo del cladding $n_{eff,cl}$ correspondiente al modo que se haya escogido y por ende el resultado de la simulación de las dos ecuaciones acopladas se traduce en un pico de atenuación en una diferente posición.

2.3.4 Interferómetro de Mach Zehnder usando 2 Rejillas de Período Largo (RPL)

Para modelar numéricamente el interferómetro Mach Zehnder se usan dos rejillas de período largo, primero debemos identificar los dos brazos del interferómetro por donde van a viajar las dos ondas que haremos interferir. Ésto se puede observar con claridad en la siguiente **Figura 2.22**

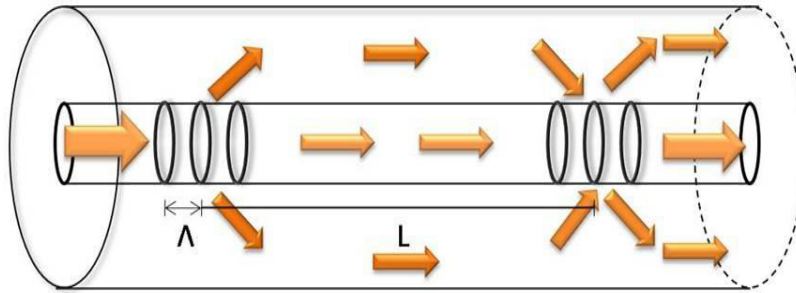


Figura 2.22

Esquema para el modelado del interferómetro Mach Zehnder usando dos LPFG's en serie.

En la **Figura 2.22** podemos observar que después de la primera RPL se encuentran dos haces de luz viajando, uno en el núcleo y otro en el revestimiento. Éste hecho lo podemos aprovechar para identificar los dos brazos del interferómetro en donde ambos haces viajan como dos modos de propagación diferentes con sus respectivos índices efectivos. Ésto significa que habrá un desfase entre las dos ondas, ver la siguiente ecuación matemática.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi(n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl})L}{\lambda} \quad (20)$$

Donde (**L**) es la longitud entre las dos rejillas tal como se indica en la **Figura 2.22**. Luego de recorrer una distancia L específica ambos haces pueden volver a encontrarse si usamos una segunda RPL, lo que hará será reacoplar la potencia que viaja en el cladding de nuevo al núcleo, entonces es en el núcleo donde se encontrará la interferencia de los dos haces:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi) \quad (21)$$

Donde I_1 e I_2 son las intensidades de las ondas que viajan en el núcleo y en el revestimiento respectivamente. Aquí podemos darnos cuenta que debido al desfase de $\Delta\phi$, no solo depende de la diferencia de índices efectivos de la onda que viaja en el núcleo y en el cladding, sino también de la longitud de onda, entonces si medimos la potencia de luz que viaja en el núcleo a la salida del segundo RPL podemos obtener justamente la interferencia tal y como se describe en la siguiente **Figura 2.23**.

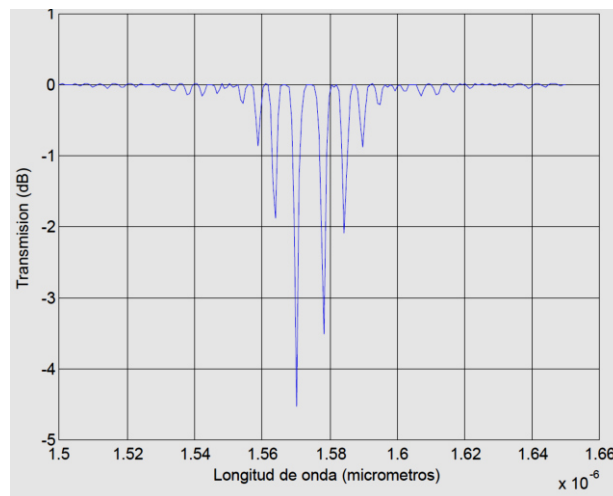


Figura 2.23

Modelado del interferómetro Mach Zehnder usando dos LPFG's en serie.

Para modelar el interferómetro de Mach Zehnder solo resolvemos numéricamente las ecuaciones acopladas de propagación para la rejilla de período largo. El algoritmo utilizado se encuentra descrito en el **(Anexo 2) "Apéndice C"**.

Aquí es importante comentar que las dos RPL's utilizadas para formar el interferómetro deben ser idénticas, de tal forma que la interferencia ocurra justamente dentro y/o alrededor del pico de atenuación donde se encuentra la rejilla debido a que justo donde se encuentra el pico de atenuación es en donde habrá luz propagándose en el cladding de la fibra, lo cual es justamente lo que se necesita para formar el interferómetro.

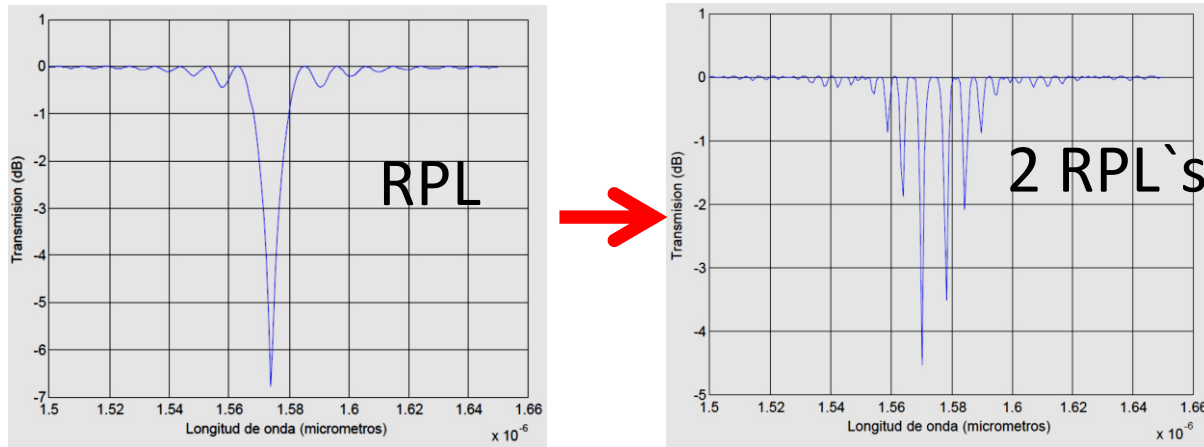


Figura 2.24

Ejemplificación de formación del Interferómetro en la región del pico de atenuación de la RPL.

2.4.1 Condiciones para la reflexión

La luz que viaja por el núcleo de la fibra se esparce al encontrar cada uno de los planos de la rejilla. Si la longitud de onda de luz reflejada no coincide con la longitud de onda de resonancia de Bragg, la luz experimentará una reflexión muy débil en cada uno de los planos de la rejilla debido al desajuste de fase. Sin embargo si la condición de Bragg satisface las reflexiones en cada plano se sumarán constructivamente en la dirección contraria de la propagación original y formarán un pico de reflexión con una longitud de onda central, la cual está definida por los parámetros de la rejilla [2].

La condición de Bragg establece que debe haber conservación de energía del momento. Para la conservación de energía se requiere que la frecuencia de la onda incidente sea igual a la de la onda reflejada ($h\omega_i = h\omega_r$), donde h es la (constante de Planck). Mientras que para la conservación del momento se requiere que la suma del vector de onda incidente \mathbf{k}_i y el vector de la rejilla \mathbf{k} sea igual al vector de onda reflejada \mathbf{k}_r , es decir:

$$\mathbf{k}_i + \mathbf{k} = \mathbf{k}_r \quad (22)$$

Donde \mathbf{K} tiene una dirección normal a los planos de la rejilla y una magnitud de $2\pi/\Lambda$. El vector de la onda refractada es igual en magnitud pero con dirección contraria al vector de onda incidente, de manera que se pueda expresar la condición de momento como [2]:

$$2(2\pi n_e/\lambda_B) = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (23)$$

De la ecuación anterior se puede derivar una expresión para obtener la longitud de onda de Bragg (longitud de onda de resonancia), en la cual ocurre una mayor reflexión, se puede expresar así:

$$\lambda_B = 2n_e\Lambda \quad (24)$$

Donde la longitud de onda de Bragg λ_B es la longitud de onda central en el espacio libre de luz de entrada, ésta es reflejada por la rejilla n_e , la cual es el índice de refracción efectivo del modo del núcleo de la fibra a la longitud de onda central en el espacio libre [2].

2.4.2 Reflexión en rejillas de Bragg uniformes

El perfil de índice de refracción de una rejilla de Bragg uniforme con un índice de refracción promedio n_0 está dado por:

$$N(z) = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \quad (25)$$

Donde Δn es la amplitud de modulación del índice de refracción y z es la distancia a lo largo del eje longitudinal de la fibra. La modulación del índice de refracción es de forma sinusoidal con un nivel promedio de n_0 (nivel de “dc”), una amplitud Δn y un período Λ . El coeficiente de reflexión y la magnitud de reflexión o simplemente reflexión, éstos tipos de rejillas han sido calculadas utilizando diversos métodos considerando el método seguido por Lam y Garside [4], el coeficiente de reflexión es:

$$P(\lambda) = \frac{-K \sinh(yL)}{\delta \sinh(yL) + iy \cosh(yL)} \quad (26)$$

Y la reflexión está dada como:

$$r = (\lambda) = \frac{K^2 \sinh^2(yL)}{\delta^2 \sinh^2(yL) + y^2 \cosh^2(yL)} \quad (27)$$

Donde L es la longitud de la rejilla, K es un coeficiente de acoplamiento, $(\delta) = \beta - \pi/\Lambda$ es el vector de desintonización, $\beta = 2\pi n_e/\lambda$ es la constante de propagación y $y^2 = k^2 - \delta^2$ en el caso de modulación sinusoidal. El coeficiente de acoplamiento está dado como:

$$K = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} \Gamma \quad (28)$$

Donde Γ es el factor de confinamiento en el núcleo de la fibra, es decir indica la fracción de potencia de la señal óptica confinada en el núcleo de la fibra y es aproximadamente igual a $1 - V^2$, donde V es la frecuencia normalizada de la fibra. La **Figura 2.25** muestra el espectro de reflexión de una rejilla de Bragg, se observa que la rejilla refleja con intensidad considerable los modos incidentes cuya longitud de onda cae en **1.5 μm** , los lóbulos laterales se deben a múltiples

reflexiones. Para el resto de las longitudes de onda no habrá reflexión significativa y por lo tanto los modos seguirán su propagación directa por la rejilla, es decir serán transmitidos.

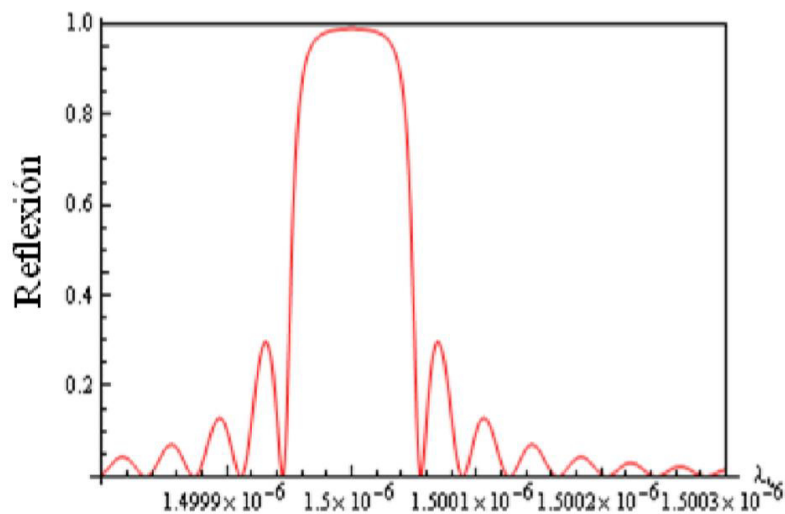


Figura 2.25

Espectro de reflexión de una rejilla de Bragg

2.4.3 Apodización

Como se pudo observar en la **Figura 2.25** el espectro de reflexión tiene lóbulos laterales para longitudes de onda adyacentes. La **apodización** se define como el proceso mediante el cual se disminuyen o se eliminan éstos lóbulos de reflexión. En algunos casos es importante utilizar rejillas con apodización para tener una mayor selectividad de longitud de onda de la señal óptica. Por ejemplo: en los sistemas multicanal por división de longitud de onda (WDM) es indispensable tener un alto rechazo de las longitudes de onda que no corresponden a determinado canal de información, porque de ésta manera se evita la diafonía entre canales adyacentes. En éste caso las rejillas se utilizan como filtros de longitud de onda.

La apodización se logra cambiando la amplitud de modulación del índice de refracción de manera gradual a lo largo de la rejilla, con lo cual se varía el coeficiente de acoplamiento κ . Sin embargo el cambio de modulación del índice de refracción también modifica la longitud de onda de Bragg de manera que para evitar ésto se mantiene constante el índice de refracción promedio en toda la longitud de la rejilla mientras se altera gradualmente la modulación del índice [5].

Existen varios tipos de rejillas de Bragg en fibra óptica, las cuales se distinguen por la siguiente característica: la separación entre los planos de la rejilla. La inclinación de éstos planos se trata de una sola o múltiples rejillas inscritas en la misma posición. A continuación se describen los tipos más importantes de rejillas de Bragg.

2.4.4 Rejilla de Bragg uniforme

En éste tipo de rejilla los planos son perpendiculares al eje longitudinal de la fibra y tienen un período constante de magnitud Λ . Ésta rejilla puede comportarse como un filtro de banda angosta o como un espejo de banda ancha dependiendo de la longitud y magnitud del cambio de índice introducido.

Las aplicaciones de las rejillas uniformes son variadas y se pueden utilizar como: sensores de temperatura y tensión. En éstos casos, la distancia entre los planos de la rejilla se incrementa o disminuye provocando un cambio en la condición de Bragg.

Antecedentes

El espectro de reflexión experimenta un desplazamiento en la longitud de onda. Por otra parte cuando se graban varias rejillas con diferente longitud de onda de Bragg en una misma fibra con diferente período de modulación del índice se forma una configuración que puede ser usada en sistemas **WDM** para la separación de distintos canales.

En los láseres semiconductores también tiene aplicación ya que se puede hacer variar la resonancia de la señal de retroalimentación en la cavidad externa y de ésta manera sintonizar la longitud de onda del láser [3], así como generar una mayor selectividad de longitud de onda disminuyendo el ancho espectral del dispositivo.

2.4.5 Rejilla de Bragg inclinada

Éstas rejillas se caracterizan porque sus planos tienen un ángulo de inclinación con respecto al eje longitudinal de la fibra. La inclinación de los planos provoca que los modos guiados en el núcleo de la fibra se acoplen con modos guiados en el revestimiento o con modos de radiación (ver **Figura 2.26**).

La eficiencia de acoplamiento depende del grado de inclinación y de la magnitud de modulación del índice de refracción. En éste caso la condición de conservación de energía y momento es ahora una expresión diferente para la longitud de onda de Bragg. Ésta expresión indica que no solo los modos con diferente longitud de onda emergen a diferentes ángulos, sino que diferentes modos con la misma longitud de onda también emergen con ángulos ligeramente diferentes, ésto es debido a sus distintas constantes de propagación.

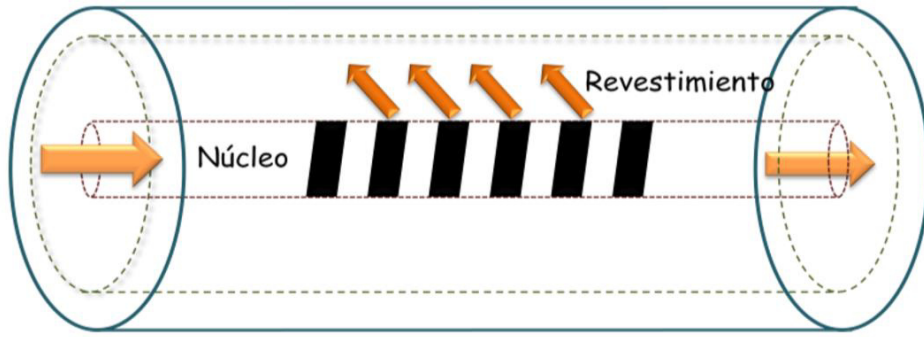


Figura 2.26

Rejilla de Bragg inclinada

Las rejillas de Bragg inclinadas se utilizan como espectrómetros o como discriminadores de modos. Por otra parte la inscripción de varias rejillas inclinadas se utiliza para aplanar el espectro de ganancia en amplificadores de fibra dopados con erbio (EDFAs) por sus siglas en inglés, esto es una característica deseable en los sistemas de comunicaciones que transportan varias señales a longitudes de onda distintas.

2.4.6 Rejilla de Bragg no uniforme

En éstas rejillas el período de modulación del índice de refracción tiene una variación monótona (chirp). La perturbación del índice puede expresarse de forma general como:

$$N(z) = n_0 + \Delta n \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} + \varphi(z) \right) \quad (29)$$

Donde $\varphi(z)$ representa la variación del índice de refracción en función del eje longitudinal de la fibra. Éste tipo de rejilla se puede obtener variando el período, el índice de refracción del núcleo o ambos. La expresión para calcular la longitud de onda de Bragg es ahora:

$$\lambda_B(z) = 2\pi n_e(z) \Lambda(z) \quad (30)$$

La rejilla más simple de éste tipo es aquella cuya variación del período es lineal, esto es:

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + \Lambda_1(z) \quad (31)$$

Λ_0 es el período de inicio y Λ_1 es el cambio lineal a lo largo de la longitud de la rejilla.

La longitud de onda de resonancia de una rejilla de período variable está en función de la posición axial en la rejilla; de ésta manera los diferentes componentes de frecuencia de un pulso óptico son reflejados en diferentes puntos y por lo tanto los tiempos de retardo son diferentes. Los amplificadores ópticos en fibra tienen la desventaja de emitir un bombeo residual, lo que

disminuye el desempeño del receptor. Se ha demostrado que con el uso de las rejillas de Bragg de período variable y de banda ancha el desempeño de éstos dispositivos se puede mejorar ya que la rejilla provoca la retro reflexión del bombeo residual si se coloca a la salida del amplificador.

2.4.7 Rejilla de Bragg múltiple sobrepuesto

Ésta rejilla se forma por la inscripción de rejillas de Bragg en cascada, resultando éste tipo de rejillas útiles para multiplexión y demultiplexión de señales ya que tienen un espectro de reflexión compuesto, es decir se diseñan para reflejar varias señales con longitud de onda distinta. Cada vez que se inscribe una nueva rejilla en la fibra la reflexión de las rejillas que se han grabado previamente disminuyen y su longitud de onda central se recorre a longitudes de onda mayores debido al cambio del índice de reflexión efectivo.

2.4.8 Rejilla de Bragg con corrimiento de fase

La rejilla con corrimiento de fase actúa como un filtro de transmisión de banda angosta en lugar de un filtro de reflexión. Para obtener una rejilla de éste tipo se introduce un corrimiento de fase a través de la misma, cuya magnitud y localización se pueden ajustar para diseñar un espectro de transmisión específico. Lo que sucede con éste tipo de rejilla es que se producen dos rejillas que están fuera de fase entre sí, las cuales se comportan como un resonador Fabry Perot de longitud de onda selectivo. La longitud de onda de resonancia depende del tamaño del cambio de fase.

2.5.1 Tipos de rejillas de período largo (RPL)

Las rejillas de período largo tienen un período de modulación de centenares de micras, de manera que éste permite el acoplamiento de luz del modo fundamental hacia los modos de propagación directa del revestimiento de la fibra óptica. Debido a ésta característica los RPL's se pueden utilizar como filtros de supresión de banda con baja reflexión.

Las rejillas en fibra satisfacen la condición de Bragg de ajuste de fase entre el modo del núcleo y los modos guiados del revestimiento y/o los modos de radiación. Ésta condición es dependiente de la longitud de onda y está dada por:

$$\beta_{01} - \beta = \Delta\beta = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (32)$$

Donde β_{01} y β son las constantes de propagación del modo fundamental y del modo con el cual ocurre el acoplamiento respectivamente. En una rejilla de período largo el valor de $\Delta\beta$ es pequeño y por ésta razón el período está en el rango de centenas de micrómetros comparado con las rejillas de Bragg cuyo período es del orden de 1 μm . Como $\Delta\beta$ es discreto y es una función de longitud de onda, el acoplamiento hacia los modos del revestimiento es altamente selectivo, lo que lleva a una pérdida dependiente de la longitud de onda. Por lo que cualquier modulación de las

propiedades del núcleo y el revestimiento modifica la respuesta espectral de la rejilla, lo que permite que sean utilizadas como dispositivos de sensado.

2.5.2 Rejilla de período largo uniforme.

Tiene sus planos perpendiculares al eje longitudinal de la fibra óptica y el período es constante. Ésta rejilla puede comportarse como un filtro de rechazo de banda. Permite acoplar luz entre el modo fundamental del núcleo y modos de revestimiento de distinto orden, lo que en un espectro de transmisión consiste de varias bandas de atenuación, ver **Figura 2.27**. La longitud de onda de resonancia de dichas banda está dada por:

$$\lambda = (n_{co} - n_{cl}) \Lambda = \Delta n_e \Lambda \quad (33)$$

Donde n_{co} es el índice efectivo de modo del núcleo, n_{cl} es el índice efectivo de modo de revestimiento, Λ es el período de modulación de la rejilla y $\Delta n_e = (n_{co} - n_{cl})$ es la diferencia entre los índices efectivos del núcleo y revestimiento respectivamente.

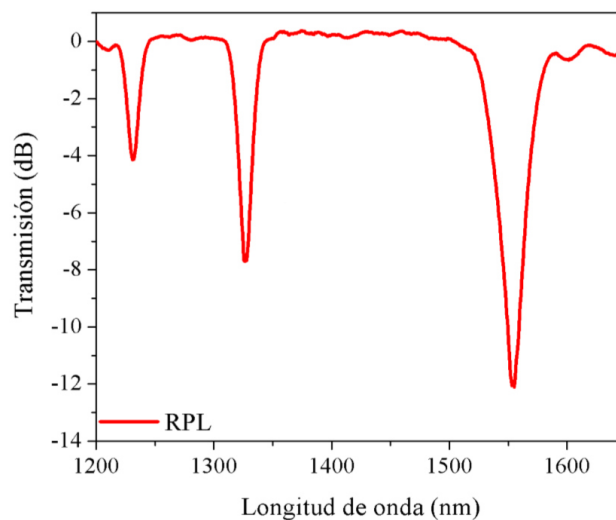


Figura 2.27

Espectro de transmisión de una rejilla de período largo

2.5.3 Rejilla de período largo no uniforme (de período variable).

En éste tipo de rejillas el período de modulación del índice de refracción tiene una variación que puede expresarse también como en la ecuación (25), sin embargo el período de la rejilla es mucho mayor que para una rejilla de Bragg. La longitud de resonancia ahora está en función del eje longitudinal y está dada como:

$$\lambda(z) = \Delta n_e(z) \Lambda(z) \quad (34)$$

Es posible emplear éstas rejillas para compensar la dispersión cromática en sistemas de largo alcance y alta velocidad de transmisión ya que tienen características similares a las rejillas de Bragg de período variable [6].

2.5.4 Rejilla de período largo con corrimiento de fase.

Al introducir un corrimiento de fase en una rejilla de período largo se puede crear una banda de paso muy angosta en el espectro de transmisión de la rejilla, el corrimiento de fase tiene una localización y magnitud que pueden ajustarse para tener un espectro de transmisión específico [7].

2.5.5 Rejilla de período largo inclinada

Éstas rejillas tienen planos con un ángulo de inclinación respecto al eje longitudinal de la fibra, lo que hace más fuerte el acoplamiento entre el modo del núcleo y los modos guiados del revestimiento [3].

2.6.1 Técnicas de fabricación de rejillas en fibra óptica

Las técnicas más empleadas para la fabricación de rejillas en fibra óptica se basan en la propiedad de fotosensibilidad de algunos materiales que componen el núcleo de las fibras ópticas a la luz ultravioleta (UV), la cual permite modificar el índice de refracción del núcleo de las fibras. Sin embargo en los últimos años se han desarrollado otras técnicas utilizadas principalmente en la fabricación de rejillas de período largo, las cuales presentan algunas ventajas respecto a los métodos anteriores. Para todas éstas técnicas es importante investigar los fenómenos **fisicoquímicos** que provocan el cambio en el índice de refracción, pues ésto permite mejorar los procesos de fabricación de rejillas para que tengan una alta eficiencia, así como conocer las limitaciones de dichas técnicas y los alcances reales de las rejillas fabricadas con dichos métodos.

2.6.2 Fotosensibilidad

Al cambio permanente del índice de refracción en el núcleo de una fibra óptica, cuando ésta se expone a la luz con cierta longitud de onda e intensidad que depende del material del núcleo se le llama fotosensibilidad. Éste fenómeno se ha observado en una amplia variedad de fibras a diferentes longitudes de onda en el rango ultravioleta. Las fibras que contienen germanio como

dopante han resultado las más adecuadas para la fabricación de dispositivos que hacen uso de la fotosensibilidad.

La fotosensibilidad de las fibras ópticas fue demostrada por primera vez por **(Hill)** [8] y sus colaboradores. Utilizando un láser de argón ionizado, irradiaron con alta intensidad una fibra dopada con germanio, ellos observaron un incremento en la intensidad de luz reflejada, la cual aumentó hasta que casi toda la luz fue reflejada por la fibra. En los primeros experimentos se utilizó radiación láser a 488nm. La luz que se propagaba interfería con una pequeña cantidad de luz reflejada por el extremo terminal de la fibra produciendo un patrón de onda estacionaria que se formó por fotosensibilidad [9].

Las rejillas fabricadas con éste método funcionaban sólo a longitudes de onda en el rango visible cercanas a la longitud de onda de luz empleada para grabarlas. Sin embargo ésta limitante fue superada con el uso de un proceso de un solo fotón a una longitud de onda de la mitad, es decir a 244nm. Éste método llamado técnica holográfica transversal en donde la fibra es irradiada por un costado con dos haces de luz (UV) que interfieren entre sí, de manera que producen un patrón que graba una rejilla con una modulación periódica del índice de refracción en el núcleo de la fibra [9].

Se dice que el cambio en el índice de refracción es permanente ya que dura por décadas, si la guía de onda es tratada adecuadamente después de la exposición a la radiación ultravioleta, la magnitud del cambio del índice de refracción Δn depende de ciertos factores como son: longitud de onda, intensidad, radiación total, composición del material del núcleo de la fibra y el procesamiento de la fibra antes de su exposición a la luz UV.

A continuación, se presentan las técnicas principales de fabricación de rejillas de Bragg y RPL aplicando la foto sensibilidad de las fibras ópticas a la luz ultravioleta.

2.6.3 Técnica de fabricación inteferométrica

Ésta técnica fue propuesta por **Meltz** [10]. Es también conocida como holográfica transversal. Un interferómetro es un dispositivo en el cual un haz se divide en dos utilizando un separador de haces, después éstos haces se dirigen a un mismo punto con ayuda de dos espejos y con un ángulo θ entre ellos. La longitud de onda de Bragg depende de varios factores de acuerdo a la siguiente expresión.

$$\lambda_B = \frac{n_e \lambda_{uv}}{n_{uv} \sin(\frac{\theta}{2})} \quad (35)$$

Donde λ_B es la longitud de onda de Bragg, n_e es el índice efectivo del haz en la fibra, n_{uv} es el índice de refracción del silice para luz UV, λ_{uv} es la longitud de onda de radiación.

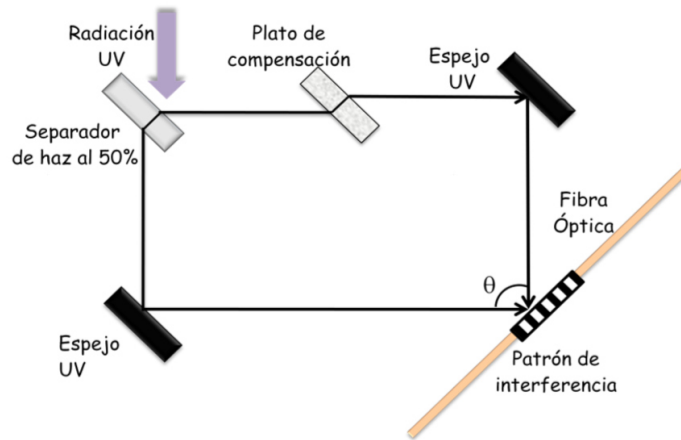


Figura 2.28

Esquema experimental de fabricación interfeométrica de una rejilla en fibra óptica

En la **Figura 2.28** se ilustra la forma en la que se lleva a cabo el grabado de la rejilla. La fibra es irradiada por un costado con los dos haces de luz ultravioleta que se intersectan justo donde es colocada la fibra, éstos haces interfieren entre sí dando como resultado un patrón que graba una rejilla periódica en el núcleo de la fibra. Las vibraciones mecánicas y las largas trayectorias en el aire pueden causar que la calidad del interferograma cambie en un período de tiempo, lo que limita su aplicación a exposiciones cortas.

2.6.4 Técnica de máscara de fase

Una máscara de fase es una rejilla de difracción formada por surcos de relieve grabados en una pieza de sílice que es transparente a la luz UV. Cuando la luz ultravioleta incide en la máscara de fase se produce una difracción de varios órdenes como $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Los órdenes de incidencia y difractados deben satisfacer la siguiente ecuación [5]:

$$\Lambda_{pm} = \frac{m\lambda_{uv}}{\sin \frac{\theta_m}{2} - \sin \theta_i} \quad (36)$$

Λ_{pm} es el período de la máscara de fase, $\theta_m/2$ es el ángulo del orden difractado, λ_{uv} es la longitud de onda y θ_i es el ángulo del haz UV incidente. Cuando el período de la rejilla está entre λ_{uv} y $\lambda_{uv}/2$ la onda incidente es refractada sólo en un orden de ($m = -1$) y el resto de la potencia permanece en la onda transmitida ($m = 0$). Si el ángulo de incidencia es cero, el haz se divide en los órdenes $m = 0, \pm 1$. Los órdenes ± 1 producen un patrón de interferencia en el núcleo de la fibra con período Λ_g que depende del ángulo de difracción o pueden ser dirigidos con ayuda de dos espejos paralelos para producir un patrón de interferencia cuyo período depende del ángulo de difracción:

$$\Lambda_g = \frac{\lambda_{uv}}{2 \sin \frac{\theta_m}{2}} = \frac{\Lambda_{pm}}{2} \quad (37)$$

De manera que el período de la máscara se determina por la longitud de onda de Bragg de acuerdo con la siguiente expresión:

$$\Lambda_g = \frac{N\lambda_B}{2n_e} = \frac{\Lambda_{pm}}{2} \quad (38)$$

Referencias

1. Vengsarkar, A.N. Lemaire, P.J., Judkins, J.B., Bhatia V., Erdogan, T. & Sipe J.E., "Long-period fiber gratings as band-rejection filters", J. of Light wave Technol. 14(1)58(1996).
2. A. Othonos and K. Kelly, "Fiber Bragg Gratings Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing", Artech House Norwood (1999).
3. Ignacio Flores Llamas, "Síntesis de las rejillas de período largo en fibra óptica por medio de un algoritmo genético", tesis UNAM (2007).
4. D. K. W. Lam and B. K Garside, "Characterization of single - mode optical fiber filters, Appl. Opt. 20440(1987).
5. R. Kashyap, "Fiber Bragg Gratings", Academic Press, San Diego (1999).
6. D. B Stegall and T. Erdogan, "Dispersion control with use of long period fiber gratings", J. Opt. Soc. Am. 17304(2000).
7. H. Ke, K.S. Chiang, and J.H. Peng, "Analysis of phase-shifted long-period fiber gratings", IEEE. Photon. Technol. Lett. 10 1596 (1998).
8. K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication", Appl. Phys. Lett. 32 647(1987).
9. K. O. Hill and G. Meltz, "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview", J Light wave Technol. 151263(1997).
10. G. Meltz, W.W. Morey and W.H. Glenn, "Formation of Bragg Gratings in optical fibers by a transverse holographic method", Opt. Lett. 14 823 (1989).
11. P. L. Kelley, Nonlinear Fiber Optics, 3rd ed. (Academic Press, New York, 2001), Chapter 1.
12. B. E. Saleh, M. C. Teich, Fundamentals of Photonics, (Wiley, 2001), Chapter 8.
13. J. Crisp, B. Elliott, Introduction to Fiber Optics, 3rd ed. (Newnes - Elsevier), Chapter 4.
14. Sears, Zemansky, Young, Freedman, Física Universitaria Vol 2, 9^o ed. (Pearson Education) Capítulo 34.
15. A. Ghatak, K. Thyagarajan, Introduction to Fiber Optics (Cambridge University press) Chapter 3.
16. R. Paschotta, Field Guide to Optical Fiber Technology, (SPIE Press Book), Chapter 1.

- 17.** R. Paschotta, Encyclopedia of Laser Physics and Technology, (Wiley-VCH, Berlin), Numerical Aperture.
- 18.** R. Paschotta, Encyclopedia of Laser Physics and Technology, (Wiley-VCH, Berlin), V Number.
- 19.** R. Paschotta, Encyclopedia of Laser Physics and Technology, (Wiley-VCH, Berlin), Single-mode Fiber.
- 20.** R. Paschotta, Encyclopedia of Laser Physics and Technology, (Wiley-VCH, Berlin), Multi-mode Fiber
- 21.** R. Paschotta, Encyclopedia of Laser Physics and Technology, (Wiley-VCH, Berlin), LP-Modes
- 22.** R. Paschotta, Encyclopedia of Laser Physics and Technology, (Wiley-VCH, Berlin), Intermodal Dispersion
- 23.** E. Hecht, Optics, (Addison Wesley, 2000), Capítulo 13
- 24.** J. F. Ready, Industrial Application of Lasers, 2nd ed. (Academic Press, 1997), Chapter 1
- 25.** V. Aboites, El Láser, (La Ciencia Para Todos - Fondo de Cultura Económica, 1991), Capítulo 2
- 26.** R. Arieli, The Laser Adventure, (Universidad de Murcia, España), Capítulo 4.4
- 27.** E. Hecht, Optics, (Addison Wesley, 2000), Capítulo 13
- 28.** R. Arieli, The Laser Adventure, (Universidad de Murcia, España), Capítulo 4.4.2
- 29.** R. Arieli, The Laser Adventure, (Universidad de Murcia, España), Capítulo 4.2
- 30.** R. Paschotta, Encyclopedia of Laser Physics and Technology, http://www.rp-photonics.com/resonator_modes.html
- 31.** B. E. Saleh, M. C. Teich, Fundamentals of Photonics, (Wiley, 2001), Chapter 14

Capítulo 3

Perfilómetro óptico

Introducción

En los últimos años ha surgido una amplia variedad de productos debido a dos importantes desarrollos, los cuales son: el surgimiento de la **(optoelectrónica)** y la **(fibra óptica)**. El desarrollo y la rentabilidad de dichas áreas de la tecnología ha provocado una intensa investigación al grado de que, actualmente se prefieren los sistemas basados en fibra óptica para transmitir datos e información de un punto a otro y la precisión de los sistemas optoelectrónicos. Algunas de las ventajas de las fibras ópticas son: sus bajas pérdidas, amplio ancho de banda, seguridad, bajo costo, mantenimiento mínimo. Un campo que conjuga ambas tecnologías es el de los sensores de fibra óptica. Éstos dispositivos tienen varias ventajas respecto a la tecnología convencional de sensado como por ejemplo: tamaño pequeño, bajo peso, alta sensibilidad, capacidad de trabajar a alta temperatura, amplio ancho de banda, resistente a la interferencia electromagnética entre otras. La tecnología de los sensores de fibra óptica ha sido impulsada por los subsecuentes desarrollos y producción en masa de componentes para la industria de las telecomunicaciones y de la optoelectrónica. Éste incremento en la disponibilidad de componentes ha contribuido a reducir el costo de los sistemas de sensores basados en fibra óptica. Otras razones por las cuales son muy importantes éstos sistemas son por sus aplicaciones en control en instrumentación.

En éste trabajo proponemos un perfilómetro basado en un interferómetro Mach Zehnder construido en fibra óptica. El núcleo de éste trabajo es la medición del desfase de señales de un haz láser coherente. Los datos obtenidos se traducen en dimensiones de un material. Finalmente con un arreglo optomecatrónico automatizado se crea el perfil de una placa traslúcida blanda logrando un análisis no invasivo del material.

3.1.1 Fundamentos teóricos

Un interferómetro de Mach Zehnder está compuesto de dos acopladores ópticos y líneas de retraso óptico. Usando acopladores ópticos de 2 x 2 el interferómetro de Mach Zehnder puede tener dos entradas y dos salidas. El acoplador 1 se puede representar mediante una matriz de transferencia de la forma siguiente.

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (1)$$

Donde $\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1 \mathbf{i} = 1, 2$ que son los campos eléctricos de las dos entradas y salidas de los puertos 1 y 2. Dado que éste dispositivo es recíproco y supone la conservación de energía. Se puede demostrar que la ecuación anterior se puede expresar como:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{1-\varepsilon} & i\sqrt{\varepsilon} \\ i\sqrt{\varepsilon} & \sqrt{1-\varepsilon} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (2)$$

De la misma manera se puede expresar la función de transferencia para el segundo acoplador donde (ε) es la fracción de potencia óptica acoplada de la entrada del puerto 1 a la salida del puerto 2 y además se ha considerado que ambos acopladores son idénticos. La función de transferencia del interferómetro de Mach Zehnder se puede obtener poniendo en cascada la función de transferencia de los dos acopladores ópticos y la línea de retraso óptico. Si las longitudes ópticas en la línea de retraso del brazo 1 y brazo 2 son $n_1 L_1$ y $n_2 L_2$ respectivamente y considerando además acopladores idénticos, la función de transferencia total al segundo acoplador se puede representar como:

$$\begin{bmatrix} d_1 \\ d_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{1-\varepsilon} & i\varepsilon \\ i\varepsilon & \sqrt{1-\varepsilon} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-i\phi_1} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sqrt{1-\varepsilon} & i\varepsilon \\ i\varepsilon & \sqrt{1-\varepsilon} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\mathbf{E} = [\mathbf{D}] [\mathbf{C}] [\mathbf{B}] [\mathbf{A}]$$

Donde la matriz de transferencia de las dos líneas de retraso es el producto de las matrices $[\mathbf{C}] [\mathbf{B}] [\mathbf{A}]$, $\phi_1 = (2\pi/\lambda)n_1 L_1$ y $\phi_2 = (2\pi/\lambda)n_2 L_2$ son el retraso en fase de las dos líneas de retraso.

Considerando además que en nuestro interferómetro utilizamos acopladores (**50 - 50**) es decir, el coeficiente de poder de división $\varepsilon = 0.5$ y que solamente hay señal óptica en la entrada del puerto 1 ($a_2 = 0$), entonces la señal óptica en los dos puertos de salida están dadas por:

$$d_1 = \frac{1}{2}(e^{-i\phi_1} - e^{-i\phi_2})a_1 = -e^{-i\phi_0} \sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)a_1 \quad \text{Y} \quad d_2 = \frac{i(e^{-i\phi_1} + e^{-i\phi_2})}{2}a_1 = ie^{-i\phi_0} \cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)a_1 \quad (4)$$

Donde $\phi_0 = (\phi_1 + \phi_2)/2$ es el retraso promedio de fase y $\Delta\phi = (\phi_1 - \phi_2)$ es el cambio diferencial de fase de los dos brazos del interferómetro de Mach Zehnder, entonces la función de potencia transferida de la entrada del puerto 1 a las salidas del puerto 1 y 2 respectivamente es:

$$T_{11} = \left. \frac{d_1}{a_1} \right|_{a_2=0} = \sin^2 \left[\frac{\pi V}{c} (n_2 L_2 - n_1 L_1) \right] \quad T_{12} = \left. \frac{d_2}{a_1} \right|_{a_2=0} = \cos^2 \left[\frac{\pi V}{c} (n_2 L_2 - n_1 L_1) \right] \quad (5)$$

Donde $\nu = c/\lambda$ es la frecuencia de la señal óptica y (c) es la velocidad de luz. Obviamente las potencias ópticas que provienen de los dos puertos de salidas son complementarias, es decir $T_{11} + T_{12} = 1$, lo cual resulta de la conservación de energía suponiendo que no hay pérdida.

3.2.1 Principio de operación

En general el perfilómetro en configuración del interferómetro Mach Zehnder para la medición del perfil de un material se muestra en la **Figura 3.1**

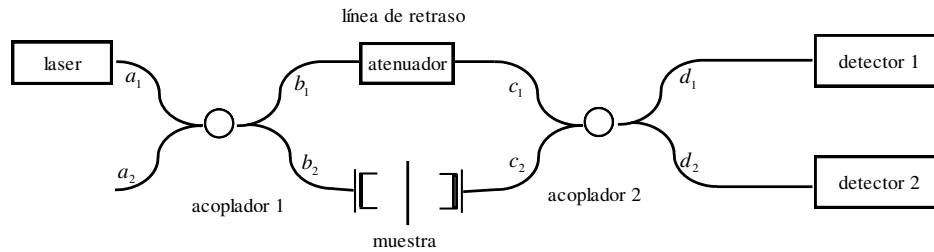


Figura 3.1

Ilustración del interferómetro de Mach Zehnder con dos entradas y dos salidas

Los $a_1 + b_1 + c_1 + d_1$ son los campos eléctricos en las entradas y salidas de cada acoplador $i = 1, 2$

La luz de un láser pasa a través del acoplador 1 de fibra óptica, la cual divide al haz en; dos brazos, la señal y la referencia. La fibra en el brazo de sensado se coloca en un soporte para permitir que el haz se propague libremente e interaccione con la muestra, la cual se le desea obtener el perfil. Otra fibra que actúa como sonda se coloca en el extremo opuesto de la muestra. Al mismo tiempo en el brazo de referencia la luz se propaga y se superpone con la luz que proviene del brazo de sensado, generando interferencia entre los haces en el acoplador 2. Las salidas del segundo acoplador son detectadas y procesadas.

3.3.1 Arreglo experimental

Se alinea un láser de (**He - Ne**) colimando el rayo mediante una lente convergente a una de las terminales del acoplador de fibra óptica. El acoplador divide la intensidad del rayo a la mitad y la envía a sus terminales de salida. Las terminales de salida del acoplador convergerán en un segundo acoplador de 3dB después de hacerlos viajar por distintos caminos al agregar en una de las terminales un dispositivo que nos permita analizar la muestra de estudio. De ésta manera se forma: el esquema, los brazos de referencia y de sensado. La **Figura 3.2** muestra el diseño experimental del perfilómetro.

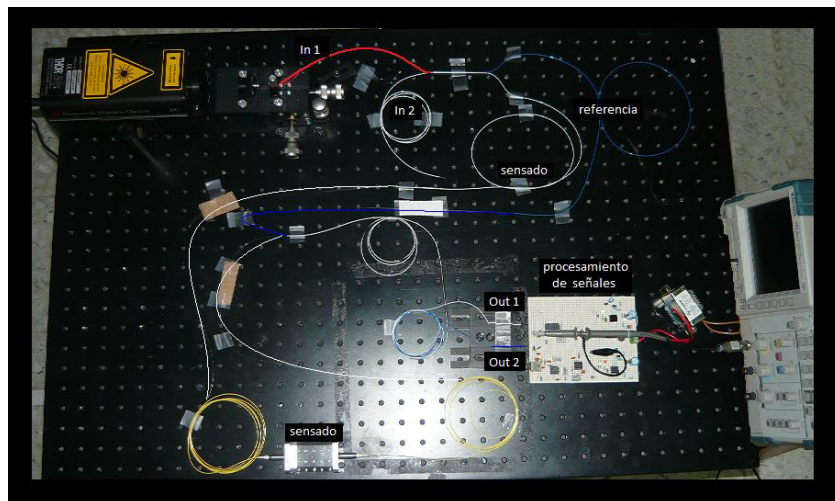


Figura 3.2

Perfilometro optoelectrónico. Arreglo experimental del interferómetro Mach Zehnder

Las señales se reincorporan en el segundo acoplador e interfieren enviando las salidas a una interfaz optoelectrónico que tendrá la función de detección y adquisición de datos.

Cuando la luz entra al primer acoplador su potencia es dividida entre ambas terminales de salida, haciendo viajar los haces coherentes por los brazos de referencia y sensado. Al interferir los haces en el segundo acoplador se obtienen patrones de intensidad en los detectores dependientes del desfase entre los rayos de luz provocados por los índices de refracción y longitud de los medios por los cuales viajaron los pulsos. Las intensidades detectadas en las salidas del interferómetro nos muestran una relación de voltaje con las dimensiones de la muestra.

La detección y procesamiento de señales se realiza mediante una tarjeta electrónica (**Figura 3.3**) que traduce las intensidades en voltajes, lo que nos permite crear en principio una imagen de dimensiones arbitrarias de la muestra analizada. Un sistema de desplazamiento automatizado (x - y) realiza un escaneo de la muestra generando un perfil 3D.

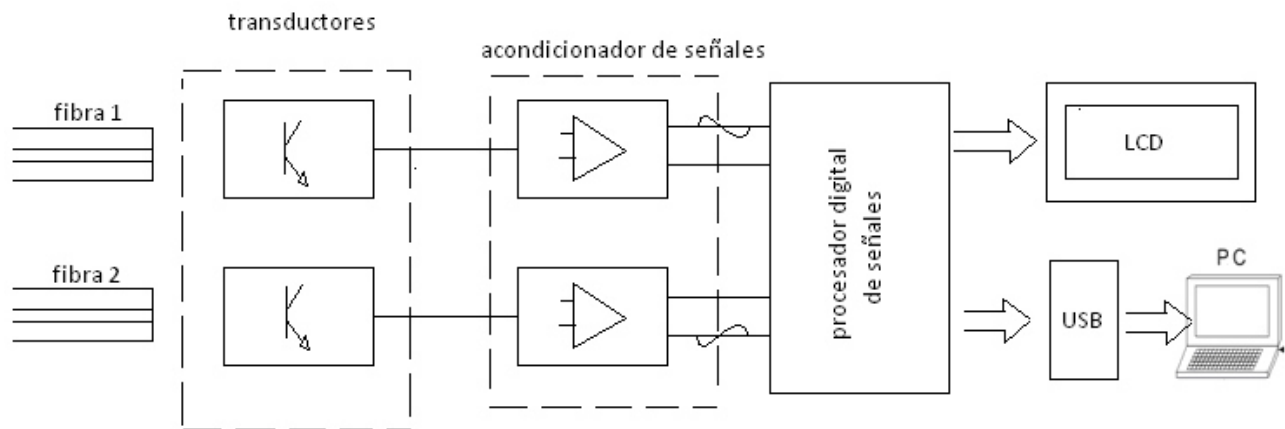


Figura 3.3

Diagrama esquemático, medidor de intensidad lumínica

Diagrama electrónico / Sistema de medición

1) DSP (Procesador digital de señales)

Dispositivo encargado de procesar la señal proveniente del circuito acondicionador de señales. La característica especial de un (DSP) es el procesamiento matemático y capacidad de filtrado de señales indeseables que posee.

2) Acondicionador de señales

Este circuito formado por dos amplificadores operacionales nos proporcionan la escala de la señal detectada por el fototransistor.

3) Fototransistor / Transductor

Es el elemento sensible que recupera la señal del interferómetro y la convierte en una señal eléctrica, tiene su respuesta a 850nm la misma señal que envía el emisor Láser (Helio – Neón).

3.4.1 Resultados

Los datos de la **Tabla 3.1** muestran un comportamiento no lineal en el rango de medición. La linealización de las curvas con la electrónica del sistema permite obtener una medición confiable de la muestra. La resolución del dispositivo es del orden de milésimas. Este interferómetro Mach Zehnder es extremadamente sensible y es capaz de notar cambios en la: temperatura, presión, etc. dando lugar a otras aplicaciones de sensado.

Distancia ($\times 10^{-3}$ in)	Voltaje (V)
5	2
10	1.4
15	1
20	.7
25	.45
30	.3

Tabla 3.1

Nota (longitud medida con micrómetro digital)

A continuación se muestra la **Figura 3.4** obtenida de la **Tabla 3.1**. Aquí se Puede observar la respuesta tipo exponencial del perfilómetro.

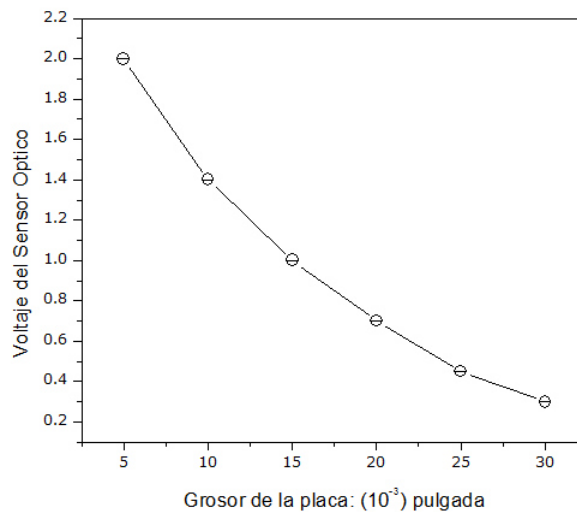


Figura 3.4

Determinación del perfil dimensional

A continuación se muestran las señales obtenidas en ambos canales del osciloscopio digital en la **Figura 3.5**, en la cual podemos observar la forma de onda obtenida en ambos fotodetectores; una senoidal y la otra cosenoidal, ésta señal se acondicionó en la etapa amplificadora y se evaluó en el convertidor (A / D), ver la siguiente **Figura 3.4**

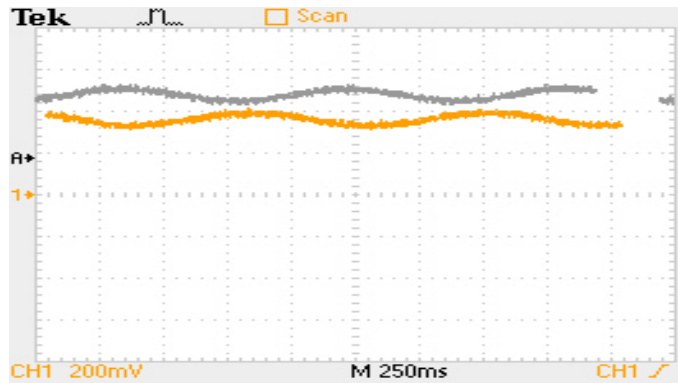


Figura 3.5

Respuestas sinusoidales en el interferómetro

Se muestra también la forma de onda muestreada en el analizador óptico (**Figura 3.6**) del interferómetro de (**MZ**). La medición de una placa de 10 milésimas de pulgada y la forma de onda senoidal de un canal proveniente de uno de los brazos del interferómetro de MZ se constató en éste analizador, el cambio de intensidades provocado por diferentes espesores de la placa transparente. Éstas mediciones sirvieron de patrón de referencia para el cálculo de nuestro sistema de amplificación.

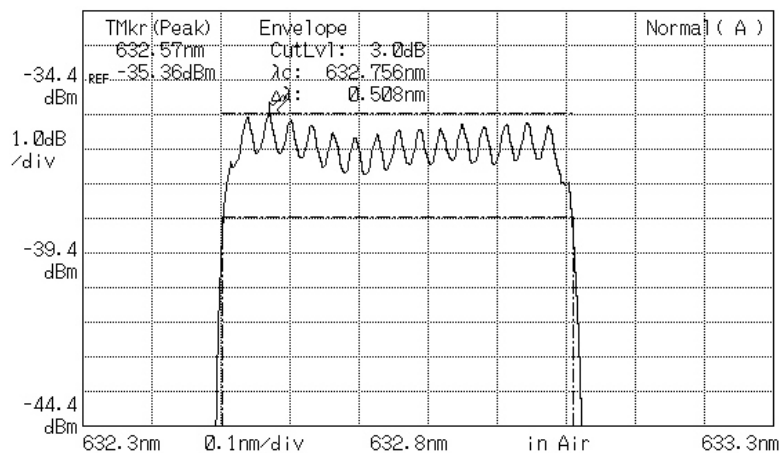


Figura 3.6

Espectro óptico de brazo 2 del interferómetro

3.5.1 Conclusión

Podemos concluir que el arreglo de (MZ) con un uso apropiado de optoelectrónica y un procesador de señales nos permite obtener un medidor de perfiles micrométricos en superficies transparentes con un grado confiable de exactitud y precisión.

Referencias

1. E. Udd, Ed., Fiber Optics Sensor: An Introduction for Engineers and Scientists, New York, Wiley & Sons Inc., 1991.
2. J. Dakin and B. Culshaw, Optical Fiber Sensors: Principles and Components, Vol. 1, Artech, Boston, 1988.
3. B. Culshaw and J. Dakin, Optical Fiber Sensors: Systems and Applications, Vol. 2, Artech, Norwood, MA, 1989.
4. T. G. Giallorenzi, J. A. Bucaro, A. Dandridge, G. H. Sigel, Jr., J. H. Cole, S. C. Rashleigh, and R. G. Priest, Optical fiber sensor technology, IEEE J. Quant. Elec., QE-18, p. 626, 1982.
5. D. A. Krohn, Fiber Optic Sensors: Fundamentals and Applications, Instrument Society of America, Research Triangle Park, NC, 1988.
6. E. Udd, ed., Fiber optic sensors, Proc. SPIE, CR-44, 1992.
7. F. T. S. Yu and S. Yin, Fiber Optics Sensor, New York, Marcel Dekker Inc., 2002.
8. B. Culshaw and J. Dakin, Optical Fiber Sensors: Systems and Applications, Artech House, vol.2, Norwood, 1989.
9. J. Pietzsch, "Scattering matrix analysis of 3X3 fiber couplers," Journal of Light wave technology, Vol. 7, No. 2, pp. 303–307, 1989.
10. P. E. Green, Fiber Optic Networks, Prentice-Hall, 1991.
11. Rongqin Hui and Maurice O'Sullivan, Fiber Optic Measurement Techniques, Elsevier Academic Press, 2009.

Capítulo 4

Micrómetro de fibra óptica sin contacto

Introducción

Actualmente la industria de manufactura ha demandado una medición de precisión en casi todos los puntos de sus procesos tradicionales, el **(CMMs)** por sus siglas en inglés (máquina de medición coordinada) representa la medición de precisión estándar, desafortunadamente esto incluye elementos de contactos físicos, los cuales no son deseados en algunas mediciones importantes. Las nuevas tendencias de medición de precisión son los sistemas sin contacto. Principalmente éstos tipos de sistemas nuevos representan más del 60 % del mercado de detección y es ampliamente usado en: automóviles, sistemas aeroespaciales e industrias electrónicas.

Una característica importante en mediciones sin contacto para el espesor es la velocidad para procesar la información. Ésta velocidad durante el proceso significa un mejor control en calidad de parámetros y un bajo costo de manufactura. No hay ninguna duda de que la repetitividad y la precisión son también características muy importantes durante la producción. La portabilidad del sistema permite configurar y ajustar la herramienta del sensor para obtener datos en tiempo real. Por éstas razones desarrollamos un arreglo optomecatrónico que consiste en un sensor de fibra óptica, un interfaz de computadora y una posición de eje del actuador, el cual mide el espesor de diferentes muestras, tal instrumento tiene una resolución de $1\mu\text{m}$ y un tiempo de medida de solo 2 segundos.

4.1.1 Reflectómetro de fibra óptica

La medición no destructiva de las propiedades ópticas de algunas muestras como por ejemplo una función de una distancia a lo largo del dispositivo bajo prueba generalmente requiere de métodos de reflectometría. Diagnósticos para componentes concatenados o una gran línea de transmisión de fibra óptica, usualmente son conducidos con algo de variación de reflectometría en dominio de tiempo óptico (OTDR). [2] Éste método ha resultado ser de gran valor en sistemas metrológicos de transmisión óptica. Las mediciones reportadas incluyen una atenuación de fibra de ubicación, fluctuaciones de diámetro, calidad de corte y empalme, modo de conversión en articulaciones, identificación de defectos y la pérdida de microflexión. Muchas de sus aplicaciones son asociadas con la prueba de sistemas de comunicación a gran distancia.

Un interesante repaso del artículo Healey [3], se describieron algunos detalles de varios tipos de señales monomodas del reflectómetro desarrollado hasta la fecha. Éste incluye dispositivos basados en detección coherente e instrumentos de dominio de frecuencia óptica. Aquí solamente mencionamos los principios básicos de operación de un (OTDR).

Un diagrama esquemático de un dispositivo típico se muestra en la **Figura 4.1**. Con éste instrumento un haz pulsado se pone en marcha en la fibra de prueba a través de un acoplador direccional. Un simple lanzamiento en la fibra de prueba y recupera las señales devueltas. Éstas señales pueden ser clasificadas en discontinuidades discretas y una muy débil dispersión de (Rayleigh) distribuido. Las señales se perciben en un detector óptico eficaz procesado y desplegado como una función de tiempo o (distancia) sobre algunos tipos de pantallas gráficas. La respuesta registrada es frecuentemente referida como una asignatura y representa una característica única del sistema bajo prueba.

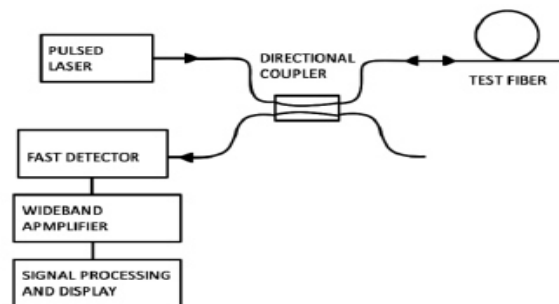


Figura 4.1

Distribución del sistema OTRD

Sistema de autoenfoque

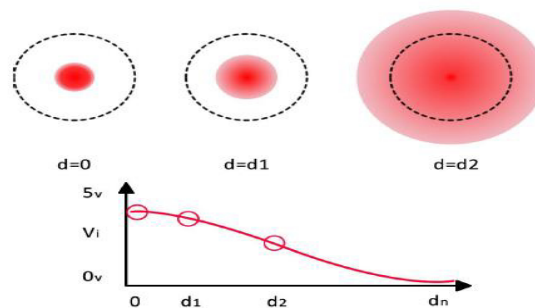


Figura 4.2

Densidades de potencia vs desplazamientos como función de su punto focal

Ésta simple idea sirve para recolectar la luz desde la dirección hacia atrás de una fibra óptica, es una característica excelente y ampliamente usada para desarrollar los instrumentos de sensado. Típicamente un acoplador fusionado o (WDM) son elementos ópticos pasivos usados en éstos tipos de configuraciones. Básicamente trabaja mediante la inyección de una señal óptica y su dirección adelante, ésta señal de haz es puesta en contacto con un material externo, entonces la

respuesta de su propiedad óptica de éste material tal como en la reflexión es usada para obtener una información de regreso al sistema y una señal es retroflejada en la fibra óptica. En los elementos ópticos pasivos y liberados a un sistema electrónico que lo interpreta y muestra su información.

Un sistema de enfoque automático es ampliamente utilizado en cámaras fotográficas y ayuda en la localización para una mejor posición de recolección de luz de un escenario exterior, por lo tanto se obtiene un buen contraste y una resolución de imagen de buena calidad. La longitud focal de una lente es la distancia del centro de la lente hacia el punto focal principal y técnicamente es conocida como lente convexa. El haz de luz es concentrado con una máxima potencia óptica, sin embargo si el enfoque del lente es desajustado el poder óptico drásticamente caerá y así la calidad de la imagen estará perdiendo contraste, como se puede ver en la **Figura 4.2** la posición (d_0 , d_1 , d_2 ó d_3) muestra la densidad de poder o el punto de haz del diámetro, el cual contra lo variado de la distancia de la posición (d_0), la posición de poder tiene una haz de concentración alto y así obtiene su densidad óptica máxima de poder o (un voltaje máximo de 5v), como es indicado en el ejemplo de la **Figura 4.3**.

En la **Figura 4.3** se muestra la disposición de una lente y su posición de enfoque. La posición de una plataforma móvil relativa a una base fijada (porta lente) es controlada por un actuador lineal externo motorizado, el cual incorpora un tornillo de avance pasando a través de una tuerca en ésta plataforma. La rotación de cada tornillo de avance es controlada por un motor paso a paso. Éste motor permite al sistema una posición para una resolución exacta de algunos micrómetros. Se escanea la superficie de una posición inicial hacia la posición final y graba la posición de éste desplazamiento tratado por una placa de procesamiento de señales para generar un dato, el cual corresponde a un espesor de una muestra.

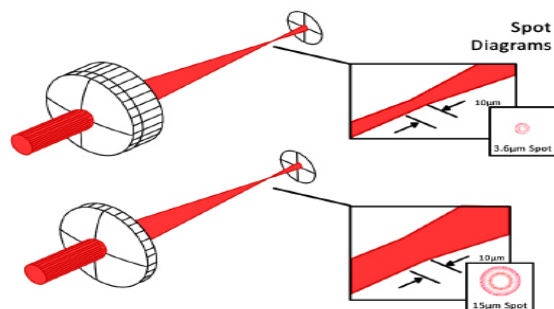


Figura 4.3

Diseño que describe el punto focal y el diagrama puntual con dos diferentes lentes

En la **Figura 4.3** se describe un experimento que podemos llevar acabo con dos lentes concentrados. Una lente seleccionada corresponde cuando el haz en el punto focal tiene un diámetro de 3.6 micrómetros. Adicionalmente éste tamaño de punto permitiría detectar la

profundidad de huecos pequeños o material defectuoso con diámetros más pequeños que 4 micrómetros, pero el propósito de éste trabajo es solamente determinar la distancia focal de la superficie plana.

Sensores de fibra óptica

Los sensores de fibra óptica consisten en un acoplador direccional de 3db, el cual divide el rayo láser en dos, un rayo va a tierra y el otro trasmite la luz sobre la superficie de prueba, la luz que refleja se envía de vuelta al acoplador y a un fotodetector, para luego ser procesado por una señal mediante una tarjeta electrónica.

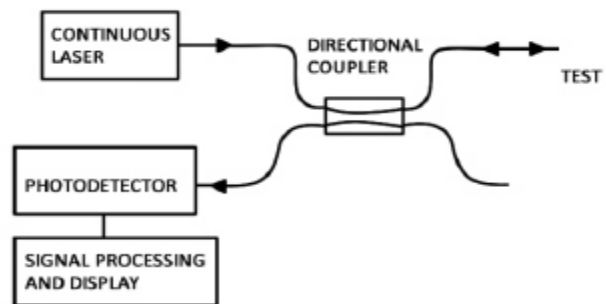


Figura 4.4

Configuración experimental

4.2.1 Resultados experimentales

El resultado del espesor sobre las muestras plásticas mostradas a un error relativo de ± 2 micrómetros no requiere un factor de corrección, porque solamente depende de su punto focal en lugar del coeficiente de reflectancia en el área de superficie. Además el sistema usa una cámara web, la cual permite ver el punto de detección antes de hacer una medición, éste sistema tiene que ser calibrado y posicionado en las coordenadas (x – y). Con el fin de confirmar la posición correcta entre el visor de cámara y la posición real de un rayo de luz, un movimiento calibrado en su posición (x – y) fue implementado en el software, es decir una vez que se recibe una imagen el rayo de luz de nuestro sensor se mueve automáticamente a ésta posición y empieza una medición.

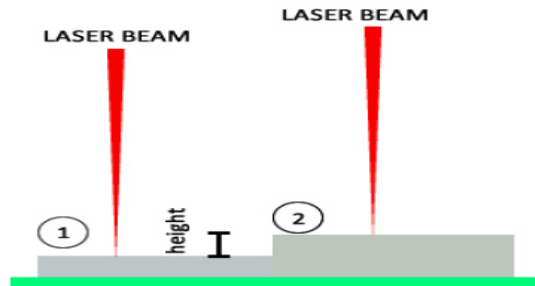


Figura 4.5

Explicación para una distancia relativa de un material, el cual corresponde al espesor

Como se mostró en la **Figura 4.5** se hicieron mediciones de altura relativa a la superficie tomando dos puntos sobre la superficie. La prueba fue hecha para demostrar la precisión del instrumento, el cual consistió en la medición de materiales diferentes, tales como: el ancho de un disco compacto (objeto opaco), de un microscopio (objeto transparente) y una base rectangular polimérica. Éstas medidas fueron comparadas con un vernier y el acuerdo entre ambas mediciones es bastante bueno como se muestra en la **Tabla 4.1**.

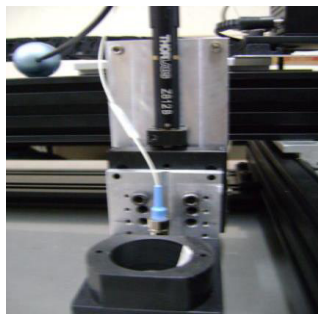


Figura 4.6

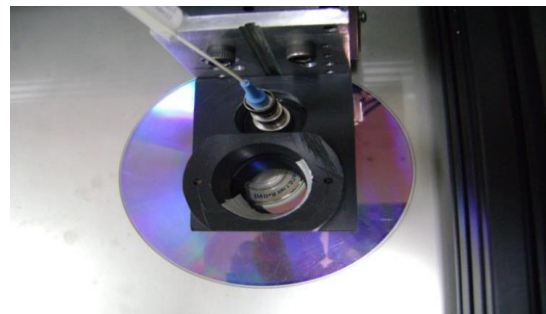


Figura 4.7

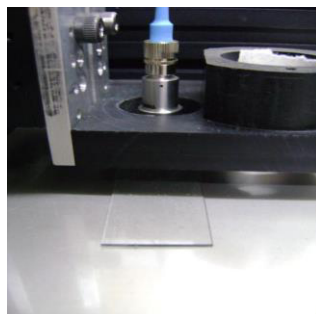


Figura 4.8

Materiales a prueba

Dispositivos	Medición con el vernier	Medición con el micrómetro de fibra óptica sin contacto
Disco compacto	1.4487mm	1.4657mm
Microscopio	0.0496mm	1.02mm
Muestra de película polimérica	1.1mm	1.11mm

Tabla 4.1

La **Tabla 4.1** muestra que el instrumento funcionó bien para objetos transparentes y opacos, pero no funciona correctamente para transparentes, como superficies.

4.3.1 Conclusión

La medición del espesor de la superficie se logra usando el punto focal y considerando la intensidad máxima del rayo láser sobre la superficie. Es posible solo para objetos opacos y semitransparentes. Además se encontró un método no invasivo para medir el espesor de algunas muestras. Adicionalmente el instrumento desarrollado fue diseñado para ser usado en una gran variedad de aplicaciones de sensado, como por ejemplo: detección de proximidad, mediciones de índice de reflexión, etc.

Referencias

1. Shuzhue Yio, P.B. Ruffin, and F.T.S.Yu, Fiber optic sensors, CRC press, Ch. 1, 2, 3 (2008)
2. OTDR, [http:// www.wisegEEK.com / what – is – an –otdr.htm](http://www.wisegEEK.com/what-is-an-otdr.htm)
3. Healey, Review of a Long wavelength single mode optical fiber reflectrometry techniques "IEEE/OSA, lighthwave Technol. LT – 3, 876 (1985)

Capítulo 5.

Sensado de concentración de azúcar con rejillas de período largo

Análisis experimental y numérico de la concentración de GeO_2 en el núcleo de la fibra óptica. Con el fin de estudiar el efecto de éstas concentraciones en el funcionamiento de las rejillas de fibra de período largo fabricadas con la técnica de arco eléctrico, así como su impacto en el sensado de índices de refracción externos usando diferentes concentraciones de azúcar disuelta en agua destilada.

Resumen

Se presenta un análisis numérico de la respuesta en rejillas de fibra con arcos inducidos de período largo (**LPFG's**) bajo cambios de índice de refracción externos. Usando fibras estándar con SiO_2 como material de revestimiento y diferentes concentraciones de SiO_2 - GeO_2 de núcleo dopado. Se obtuvo que la sensibilidad de los LPFG's se incrementa usando bajas concentraciones de GeO_2 ya que se sigue un comportamiento parabólico, además se identificó dos regímenes lineales usando índices externos de 1.37 para concentraciones de GeO_2 entre 2 y 3.5% de mol, la sensibilidad del LPFG cambia con un valor de 3.614 nm por fracción de mol de GeO_2 mientras que para las altas concentraciones la sensibilidad cambia con un valor de 1.39 nm / % de mol. Adicionalmente para fibras con 2% de mol de GeO_2 la sensibilidad calculada es comparable con la obtenida en trabajos previos utilizando LPFG's acanalados y cónicos en fibras de SMF - 28. Éstos resultados son de interés para el diseño optimizado de sensores de LPFG.

Palabras clave: Rejillas de fibra de período largo, Concentración de GeO_2

Introducción

Como se ha comentado en el Capítulo 2, una Rejilla de fibra de período largo (LPFG) por sus siglas en inglés, consiste en una perturbación periódica de índice de refracción del núcleo, el cual permite el acoplamiento de dos modos que se propagan en la misma dirección, éstos modos típicamente son el modo fundamental del núcleo de la fibra y un modo de revestimiento, ocurriendo éste acoplamiento a una longitud de onda específica llamada longitud de onda de resonancia.

El acoplamiento entre éstos modos de co propagación debe satisfacer la siguiente condición de fase: $\lambda_{res} = (n_{co} - n_{cl}) \Lambda$, donde λ_{res} es la longitud de onda de resonancia y n_{co} y n_{cl} son los índices efectivos del núcleo y del revestimiento respectivamente, además Λ es el período de la rejilla. Para su fabricación se han desarrollado diferentes técnicas tales como: la radiación (UV) y la de arco eléctrico. Los LPFG's formados por radiación de arco inducido han generado un gran

interés debido a su versatilidad y bajo costo en el proceso de fabricación. Tienen estabilidad a altas temperaturas, permiten una alta sintonía y pueden ser implementados en casi cualquier tipo de fibra. El control de los parámetros de fabricación como por ejemplo: la descarga del arco, se puede obtener con un modo de acoplamiento entre el modo fundamental del núcleo y modos de revestimiento, sean simétricos o asimétricos respectivamente ³⁻⁵⁾.

Por otro lado los LPFG's han sido ampliamente usados en aplicaciones de detección debido a que la resonancia de longitud de onda puede ser cambiada bajo perturbaciones externas. Estas perturbaciones modifican el índice refractivo del núcleo y del material de revestimiento mediante el esfuerzo, la tensión o la expansión térmica y modifican el modo de comportamiento del núcleo, el modo de revestimiento n_{co} y n_{cl} y el período de la rejilla Λ . Estas perturbaciones en los LPFG's pueden ser producidas por: temperatura, torsión, flexión y cambios externos en el índice refractivo ⁶⁻⁹⁾. Como consecuencia se han realizado muchos diseños para mejorar el rendimiento de los LPFG's en el área sensada, especialmente para detectar cambios externos en el índice refractivo para aplicaciones bioquímicas ¹⁰⁻¹⁴⁾. En trabajos recientes tales como: diferentes perfiles cónicos, corrugaciones en el revestimiento de la fibra, las fibras recubiertas con nano partículas y películas delgadas han sido sugeridas ¹⁵⁻¹⁸⁾. Usando éstos métodos la sensibilidad de los LPFG's a los cambios externos de los índices refractivos se mejora aproximadamente 10 nm. De cualquier modo vale la pena mencionar que éstos trabajos han sido mejorados usando diferentes tipos de fibras de modo único entre ellos: **Fibra SMF - 28 de Corning, Fibras co dopadas B-Ge foto sensibles de Fiber Core Ltd. o Fibras de dispersión desplazada**. Además éstos trabajos han analizado la sensibilidad de diferentes picos de resonancia en cada propuesta de los sensores de LPFG's y se han utilizado diferentes técnicas de fabricación tales como: radiación UV combinada con hidrogenación y radiación de arco inducido para inducir los sensores LPFG's.

Es necesario llevar a cabo un estudio comparativo de las técnicas de fabricación y de los tipos de fibras que pueden tener un impacto en el mejoramiento de los LPFG's. En éste caso algunos trabajos se han iniciado con un análisis de comparación de dos LPFG's inducidos en una misma fibra (B-Ge co dopada) y utilizando dos diferentes técnicas de fabricación: Radiación UV y radiación de arco inducido con el fin de analizar los índices refractivos externos y la temperatura. Sensando las propiedades de las rejillas ¹⁹⁾ los trabajos adicionales han inducido LPFG's usando la misma técnica de fabricación como: la radiación UV o la radiación arco eléctrica en diferentes fibras con el fin de analizar su respuesta bajo: la temperatura, el esfuerzo y los cambios en los índices refractivos externos ²⁰⁻²¹⁾.

También los efectos de concentración de Boro en los LPFG's inducidos por radiación UV en fibras (B-Ge co dopadas) han sido analizadas para el sensado de curvatura y la temperatura pero no para el sensado de los índices refractivos ²²⁾. Éstos estudios comparativos han demostrado que los tipos de fibra usados en los experimentos son el factor principal que determina la mejora del rendimiento de los LPFG's con la temperatura, la curvatura o los índices refractivos.

En particular para sensar los índices refractivos externos es mejor inducir los LPFG's en una fibra con bajos índices refractivos en el núcleo⁶⁻⁸⁾, de ésta manera los revestimientos de alto orden que son más sensibles al medioambiente debido a su mayor porción de campo evanescente fuera de la fibra puede ser excitada fácilmente usando los períodos adecuados en las rejillas. En éste senso las fibras (B-Ge co dopadas) pueden ser la primera opción porque los índices refractivos del núcleo son reducidos para las altas concentraciones de Boro. De cualquier modo tenemos que tomar en cuenta que los LPFG's inducidos con fibras de (B-Ge co dopadas) muestran mayor sensibilidad a las temperaturas que las fibras inducidas en (SMF- 28) y en algunas circunstancias pueden ser una desventaja para sensar algunas aplicaciones químicas. Entonces los LPFG's inducidos con la técnica arco eléctrica en fibras de (SMF – 28) parecen ser una mejor plataforma para el sensado de los índices de refracción^{19, 18)}. Aun así para éstos tipo de fibras de modo único se tiene que considerar de nuevo el efecto de concentración del (GeO₂) en el núcleo dopado de (GeO₂ - SiO₂) donde para bajas concentraciones de (GeO₂) el índice refractivo del núcleo es reducido^{23, 24)}. Por lo tanto estamos interesados en cuantificar los efectos de las concentraciones de (GeO₂) en la sensibilidad de los LPFG's y describir como ésto puede impactar en el diseño de mejoras en los sensores de LPFG's.

En éste trabajo se cuantifica la sensibilidad de los LPFG's arco inducidos para cambios externos en los índices refractivos y para índices de fibra escalonada con diferentes fracciones de moles de (GeO₂) y se describe a través de una expresión polinomial que ésta sensibilidad es modificada conforme la concentración de (GeO₂) dopante es reducida. Se realizó un análisis numérico utilizando el acoplamiento entre el modo del núcleo fundamental y el modo de revestimiento LP14 de alto orden, el cual es el modo de revestimiento típico excitado en LPFG's arco inducido. Se verificó el modelo experimental fabricando un único LPFG y dos LPFG's en serie, arco eléctricamente inducidos en una fibra SMF- 28 con 3% de mol de GeO₂ en el núcleo. De acuerdo con el resultado se pudo identificar un comportamiento parabólico en la sensibilidad del LPFG para diferentes concentraciones de GeO₂. Adicionalmente para fibras con 2% de mol de GeO₂ la longitud de onda cambia, los picos de resonancia son comparables con los obtenidos en trabajos previos usando LPFG's corrugados e inducidos en fibras SMF-28^{15, 18)}.

5.1.1 Experimentos y modelado.

Primero se realizó un LPFG arco inducido en una fibra (SMF – 28) con un período de $\Lambda = 609\mu\text{m}$ y una longitud de $L = 2\text{cm}$. El contenido de (Ge) en el (GeO₂ - SiO₂) dopado en el núcleo es igual a 3% de mol y el núcleo tiene un radio de $r_1 = 4.1 \mu\text{m}$ y un revestimiento de sílice puro con radio de $r_2 = 62.5 \mu\text{m}$ ²⁴⁾. La configuración experimental usada para producir rejillas es mostrada en la **Figura 5.1**

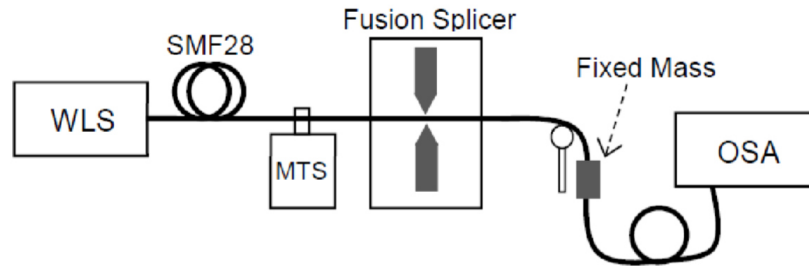


Figura 5.1

Esquema del arreglo experimental para fabricar LPFG's arco inducidos.

5.1.2 Procedimiento experimental

Una fuente de luz blanca (**WLS**), una fibra Splicer Machine Sumimoto y un analizador espectral óptico (**OSA**) fueron utilizados para la fabricación del LPFG y mediciones espectrales. Con el fin de controlar la posición de las fibras con respecto al arco de la fuente, una terminación de la fibra fue sujeta externamente a un estado de traslación (**TS**) con una precisión de 1 μm y la otra terminación se sujetó a una masa fija de 1gr para mantener una tensión aproximada constante. El estado de traslación mueve la fibra al punto deseado y luego el arco eléctrico es aplicado, después de esto el estado mecánico mueve la fibra al siguiente período de la rejilla y el proceso es repetido hasta que el LPFG está formado. Como resultado se obtuvo cuatro picos de resonancia localizados a 1363nm, 1391nm, 1460nm y 1610nm, éstos valores pueden ser observados en la **Figura 5.2**

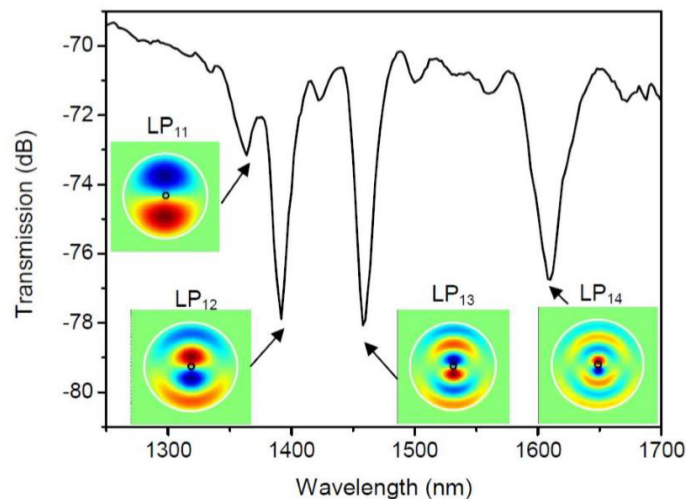


Figura 5.2

Respuesta espectral de los LPFG's arco inducidos con $\Lambda = 609\mu\text{m}$. El recuadro indica la simulación del campo eléctrico del modo de revestimiento de alto orden envuelto en los picos resonantes.

De acuerdo con el modelado basado en la transformada rápida de Fourier (**FFT**) como modo de respuesta²⁵⁾, éstos picos corresponden al modo de acoplamiento entre el modo del núcleo fundamental y el primer modo de revestimiento asimétrico de alto orden (LP11, LP12, LP13 y LP14) respectivamente. Ésto implica que una perturbación periódica inducida en el núcleo de la fibra es altamente asimétrica.

En la **Figura 5.3 y 5.4** se puede observar los índices efectivos de la curva de modo del núcleo y los cuatro modos de revestimiento asimétrico que mencionamos, así como también mostramos la curva de resonancia de longitud de onda obtenida usando la fórmula $\lambda_{res} = (n_{co} - n_{cl}) \Lambda$ para diferentes períodos de las rejillas. Se pudo observar que para $\Lambda = 609 \mu\text{m}$ la resonancia de la longitud de onda para el modo de revestimiento se ajusta con el experimento.

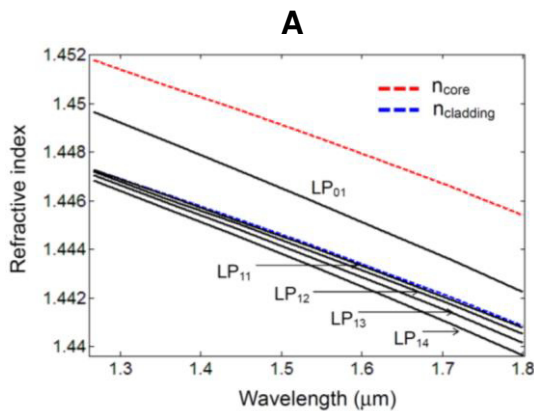


Figura 5.3

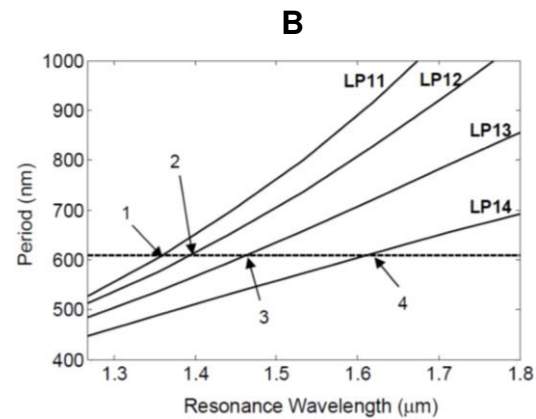


Figura 5.4

a) Cálculo del índice efectivo de modo del núcleo fundamental LP₀₁ y los modos de revestimiento LP₁₁, LP₁₂, LP₁₃ y LP₁₄ ; **b)** Cálculo de longitud de onda resonante. Para los puntos 1, 2, 3 y 4 la longitud de onda resonante son: 1363, 1391, 1460, y 1610 nm respectivamente.

Como propuesta para el sensado de índice de refracción externo, el modo de LP14 es más atractivo porque su campo externo es más grande que otros modos de revestimiento. En éste sensado nos enfocamos en los picos de resonancia en los 1610nm que corresponden con el modo de revestimiento LP14. Con el fin de caracterizar éstos picos de resonancia fabricamos dos LPFG's en serie con una separación de 8cm para formar un interferómetro de Mach Zehnder (MZI). El resultado es mostrado en la **Figura 5.5**.

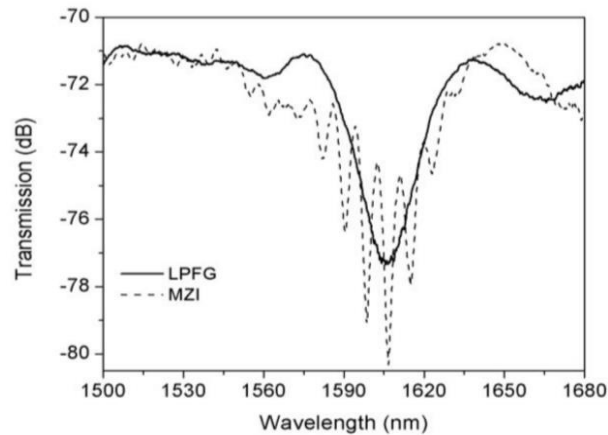


Figura 5.5

Comportamiento espectral de un LPFG y dos LPFG's en serie (MZI) con una separación de rejilla de 8cm;
Experimento

Se puede observar el promedio de separación de las franjas espectrales, las cuales son de 8.2nm. Para verificar nuestra simulación realizamos también rejillas numéricas con las mismas condiciones y producimos un comportamiento espectral de (MZI) que puede observarse en la **Figura 5.6**.

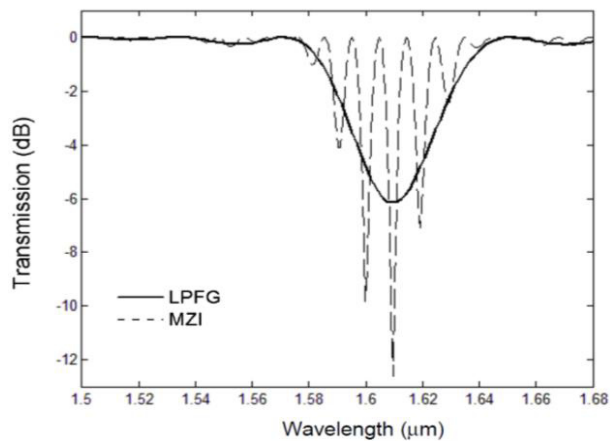


Figura 5.6

Comportamiento espectral de un LPFG y dos LPFG's en serie (MZI) con una separación de rejilla de 8cm; **Modelado**

Con el objetivo de caracterizar la respuesta de los LPFG's con los cambios en los índices de refracción externo se analizó el comportamiento espectral de los LPFG's y de los (MZI) sumergidos en una solución acuosa compuesta de 10ml de agua destilada con diferentes concentraciones de azúcar entre los (0 - 8 gr). La **Figura 5.7 y 5.8** muestra la respuesta espectral de los LPFG's y los (MZI) para algunas soluciones azucaradas donde podemos ver que los picos de resonancia de los LPFG's y las franjas de los espectros de (MZI) cambian a longitudes de

ondas más cortas con diferentes valores. Para visualizar de una mejor manera la sensibilidad de LPFG y de la (MZI) para diferentes soluciones azucaradas se graficó, ver **Figura 5.9**, la cual muestra la variación de la longitud de onda de los picos resonantes y de las franjas espectrales observadas en la **Figura 5.7 y 5.8**

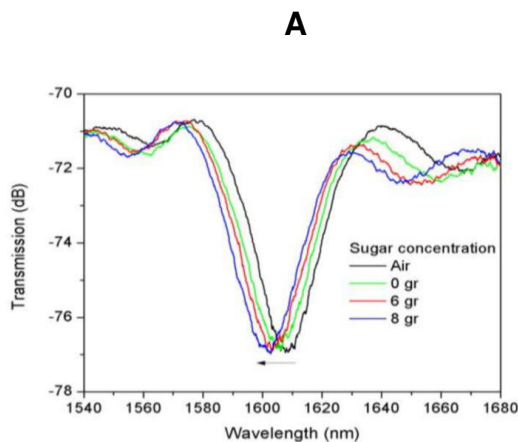


Figura 5.7

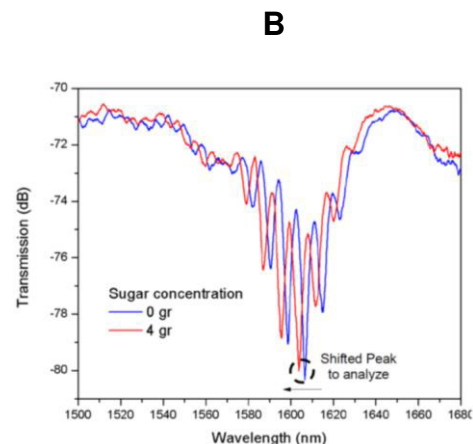


Figura 5.8

Variación de longitud de onda de: A) Pico resonante del LPFG y B) Bordes del MZI para diferentes soluciones azucaradas.

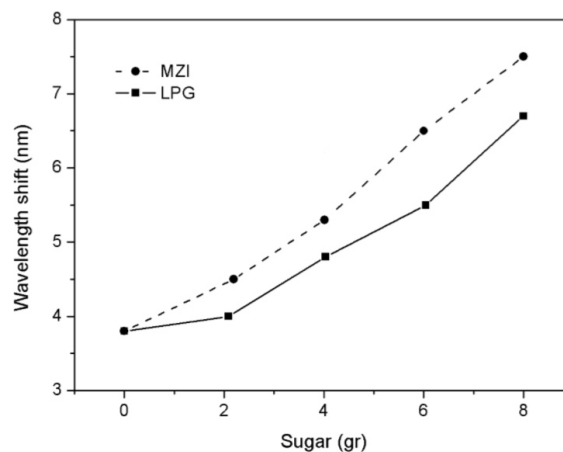


Figura 5.9

Sensibilidad del LPFG y del MZI para diferentes soluciones de azúcar.

Respectivamente en ésta figura se observa que la sensibilidad del (MZI) es aproximadamente a 3nm mayor que la obtenida para los LPFG's. Éste incremento en la sensibilidad se espera debido a que la interacción del LPFG con la solución azucarada es de 2cm, ésto corresponde con la longitud de la rejilla mientras que para (MZI) ésta longitud de interacción es mayor.

Una vez que el pico resonante de modo de revestimiento LP14 es caracterizado experimentalmente por separado y da formato al MZI se procedió a modelar ésta sensibilidad para cambios en los índices refractivos externos para diferentes concentraciones de GeO₂. En el modelado tenemos que considerar la fórmula para los índices refractivos de GeO₂ - SiO₂ en el núcleo dopado para diferentes fracciones de GeO₂ de mol dado en la Ref.23. Se considera diferentes concentraciones entre los (2 – 5) % de mol de GeO₂ con el fin de tratar de mantener un modo de comportamiento único en el índice de escalón de la fibra en un rango de longitud de onda de (1 - 1.7 μm). En la **Figura 5.10** se muestra el índice efectivo del núcleo y de modo de revestimiento n_{co} y n_{cl} para diferentes fracciones de mol de GeO₂. Se observó que conforme la concentración de GeO₂ es incrementada, el índice efectivo de modo de núcleo se incrementa con una mayor proporción y el índice efectivo de modo de revestimiento, éste consecuentemente produce un incremento en la diferencia de $n_{co} - n_{cl}$ para altos valores de concentración de GeO₂ y afecta directamente la fase relacionada con la condición $\lambda_{res} = (n_{co} - n_{cl}) \Lambda$; en éste caso, si queremos mantener el pico de resonancia a los 1610 nm para 2, 3, 4 y 5% de mol de GeO₂, los períodos de la rejilla correspondientes tienen que ser $\Lambda = 958, 609, 448$ y 343 μm respectivamente.

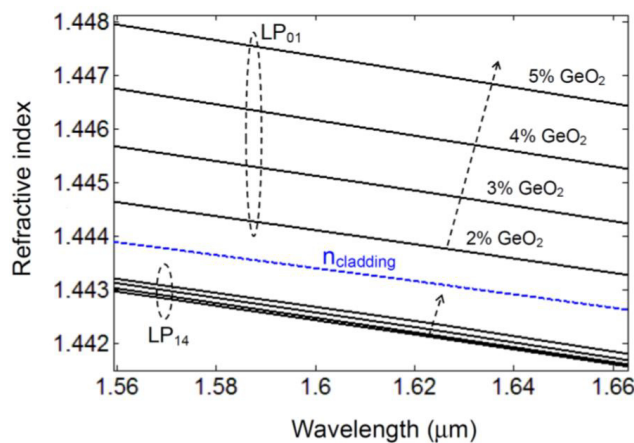


Figura 5.10

Índice efectivo del modo de núcleo LP₀₁ y del modo de revestimiento LP₁₄ para diferentes concentraciones de GeO₂.

En la **Figura 5.11** se puede observar como el núcleo dopado afecta el campo externo del modo de revestimiento LP14.

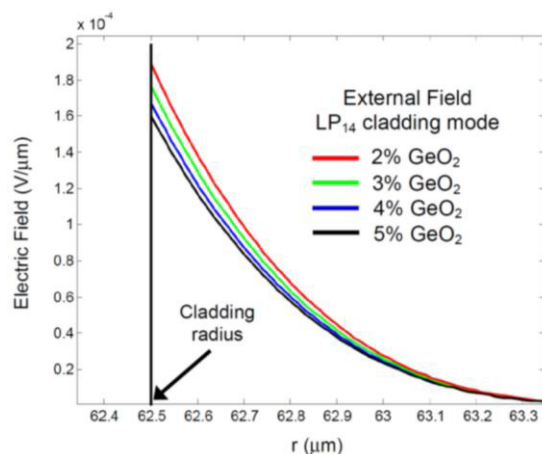


Figura 5.11

Campo eléctrico externo de modo de revestimiento LP_{14} para diferentes concentraciones de GeO_2 .

En un incremento de concentración de GeO_2 el campo penetra más en el ambiente haciendo al pico resonante más sensible a los cambios del índice refractivo externo. De ésta forma cuantificar la sensibilidad para el LPFG y el MZI. Modelamos la variación de longitud de onda del pico resonante a 1610 nm y las franjas espectrales bajo cambios en el índice de refractivo externo, tal como se aprecia en la **Figura 5.12 y 5.13**.

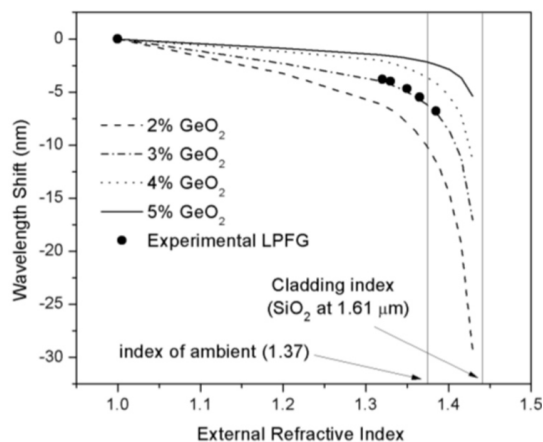


Figura 5.12

Cálculo de sensibilidad del LPFG y el MZI para diferentes fracciones de mol de GeO_2 .

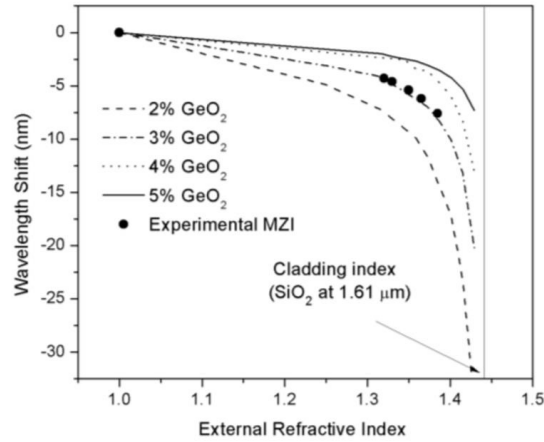


Figura 5.13

Cálculo de sensibilidad del LPFG y el MZI para diferentes fracciones de mol de GeO₂.

En la **Figura 5.12 y 5.13** las variaciones negativas de longitud de onda indican un desplazamiento de los picos de resonancia para acortar la longitud de onda. Vale la pena mencionar que todas esas curvas se obtuvieron usando un índice de refracción externo menor que el del material de revestimiento (SiO₂) usando diferentes fracciones de mol de GeO₂. Son por lo tanto similares en LPFG y MZI, de cualquier modo la variación de los valores de longitud de onda para el MZI son ligeramente mayor que la obtenida para el LPFG. Además se muestran los valores estimados para el índice refractivo de las soluciones de azúcar usadas en el experimento, las cuales fueron obtenidas para comparar la variación de longitud de onda del pico resonante en el experimento, ver **Figura 5.7 y 5.8** y el cambio de longitud de onda en el modelado directamente.

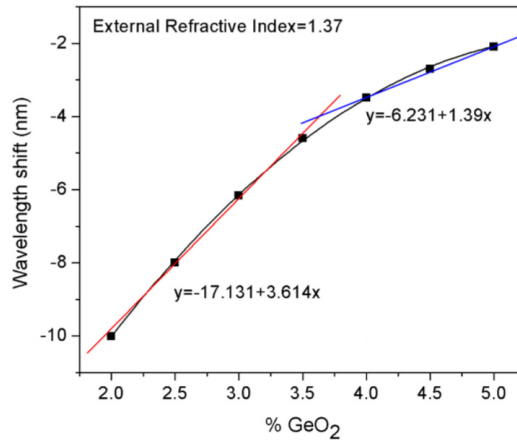


Figura 5.14

Comportamiento de sensibilidad del LPFG para un índice refractivo externo fijo de 1.37 y diferentes fracciones de mol de GeO₂.

5.2.1 Discusión

De acuerdo con el modelado mostrado en la **Figura 5.10** se puede observar que el principal efecto de usar fibras con grandes fracciones de moles de GeO_2 es un incremento del índice efectivo de modo del núcleo, siendo éste incremento mayor que el observado en el modo de revestimiento LP14. Además se observó que el incremento en el índice efectivo de modo del núcleo no es lineal con respecto a la concentración de GeO_2 . Ésto impacta directamente la fase del LPFG relacionada con la condición. Por ejemplo en la **Figura 5.11** es fácil notar que el campo eléctrico incrementa rápidamente para bajas concentraciones de GeO_2 . Como consecuencia los resultados mostrados en las **Figuras 5.12 y 5.13** para el LPFG y el MZI indican un incremento no lineal de sensibilidad a los cambios en el índice de refracción externa para bajas concentraciones de GeO_2 . Es importante recordar que los cálculos numéricos mostrados en las **Figuras 5.12 y 5.13** fueron obtenidos considerando un pico resonante inicial a los **1610 nm**, después tuvimos que utilizar diferentes períodos de rejillas por cada fracción de mol de GeO_2 .

Para observar con mayor claridad el comportamiento no lineal para diferentes fracciones de moles de GeO_2 graficamos en la **Figura 5.14** la variación de longitud de onda del pico resonante a los 1610 nm para diferentes concentraciones de GeO_2 usando un índice refractivo externo de 1.37. Se eligió éste valor porque de acuerdo con las **Figuras 5.12 y 5.13** alrededor de éste índice refractivo se observó mayores variaciones de sensibilidad del LPFG. En éste caso la **Figura 5.14** solamente muestra la sensibilidad de un LPFG. En ésta figura observamos como el comportamiento no lineal es más evidente y sigue una forma parabólica, además notamos dos regímenes cuasi lineales para bajas concentraciones de GeO_2 entre 2 - 3.5%. La sensibilidad cambia con un calor de **3.614 nm** por fracción de mol de GeO_2 y para mayores concentraciones de GeO_2 la sensibilidad del LPFG cambia con un valor de **1.39 nm** por fracción de mol de GeO_2 respectivamente. Finalmente es importante mencionar que la variación de longitud de la onda resonante obtenida usando 2% de mol de GeO_2 es comparable con la obtenida en trabajos previos para cambios similares en el índice refractivo externo. Por ejemplo en nuestro caso la variación de longitud de onda calculada es de aproximadamente de 10 nm para índices refractivos externos de 1.37, lo que corresponde a la tercera parte de los valores reportados en la ref. 15 y 18 usando LPFG's corrugados e inducidos en una fibra SMF- 28 con 3% de mol de GeO_2 . Ésto indica que si combinamos éstos diseños de LPFG's con fibras que presentan una reducción de una fracción de mol en su núcleo dopado se puede mejorar la sensibilidad con el mismo factor, ésto es aproximadamente 30%. En éste contexto es muy conveniente conocer las capacidades de los LPFG's inducidos en fibras SMF - 28 usando diferentes concentraciones de GeO_2 en el núcleo dopado. Ésto nos permite interpolar como la sensibilidad puede ser mejorada y además para establecer un límite en el que ésta sensibilidad puede ser incrementada o reducida. Entonces para realizar una mejora en los diseños de los sensores LPFG's arco inducidos en fibras estándar de modo único se sugiere considerar la modificación parabólica de sensibilidad de los LPFG a cambios en los índices refractivos externos para diferentes concentraciones de GeO_2 descritas en éste trabajo.

5.3.1 Conclusiones

Reportamos un análisis numérico de la respuesta de los LPFG's arco inducido a cambios externos en el índice refractivo usando fibras de un modo único con diferentes concentraciones de GeO_2 en el núcleo dopado. Comparamos éstos cálculos con las mediciones experimentales usando LPFG y MZI inducidos en una fibra SMF - 28 con 3% de mol de GeO_2 . Además evaluamos la variación de longitud de onda de los picos resonantes que corresponden al modo de acoplamiento entre el modo de núcleo fundamental y el modo de revestimiento LP14. Se obtuvo que la variación de longitud de onda del pico resonante siga un comportamiento parabólico para diferentes fracciones de mol de GeO_2 . Así mismo, para un índice refractivo externo de 1.37 notamos dos regímenes cuasi lineales para bajas concentraciones de GeO_2 entre 2 - 3.5 %. La sensibilidad es modificada con un valor de 3.614 por fracción de mol de GeO_2 y para altas concentraciones de GeO_2 es obtenido un cambio de 1.39 nm por fracción de mol de GeO_2 . Además para el mismo índice refractivo externo la variación de longitud de la onda resonante obtenida con 2% de mol de GeO_2 corresponde a la tercera parte de los valores obtenidos en trabajos previos para cambios similares en los índices refractivos externos. Entonces una reducción de una fracción de mol de GeO_2 combinada con corrugaciones en el sensor LPFG puede mejorar la sensibilidad con el mismo factor aproximadamente 30%. Éstos resultados son reproducibles y contribuyen con información importante para el diseño de mejoras de dispositivos ópticos basados en LPFG's arco inducidos para sensar aplicaciones químicas.

Referencias

1. G. Rego, "Arc-Induced Long-Period Gratings," *Fiber Integrated Opt.* 24 (2005) 245.
2. T. Mizunami, H. Kawashima, and A. Hayashi, "Wavelength Tuning of Long-Period Fiber Gratings by fabrication using a tilted amplitude mask," *Opt. Rev.* 19 (2002) 202.
3. G. Rego, O. V. Ivanov, "Investigation of the mechanisms of formation of long-period gratings arc-induced in pure-silica-core fibers," *Opt. Comm.* 284 (2011) 2137.
4. O. V. Ivanov, and G. Rego, "Origin of coupling to anti-symmetric modes in arc-induced long-period fiber gratings," *Opt. Express* 15 (2007) 13936.
5. A. Martinez-Ríos, G. Salceda-Delgado, D. Monzón-Hernández, G. Anzueto-Sánchez, "Arc-Induced long-period fiber gratings inscribed in asymmetric transition tapers," *Opt. Eng.* 52 (2013) 086111 (13pp).
6. S. W. James, and R. P. Tatam, "Optical fiber long-period grating sensors characteristics and application," *Meas. Sci. Technol.* 14 (2003) R49-R61.
7. X. Shu, L. Zhang, and I. Bennion, "Sensitivity Characteristics of Long Period Fiber Gratings," *J. Light wave Technol.* 20 (2002) 255.
8. H. J. Patrick, A. D. Kersey, and F. Bucholtz, "Analysis of the response of long period fiber gratings to external index of refraction," *J. Light wave Technol.* 16 (1998) 1606.
9. H. Hoch Reiner, M. Cada, and P. Wentzell, "Modeling the response of a long period fiber grating to ambient refractive index change in chemical sensing applications," *J. Light wave Technol.* 26 (2008) 1986.
10. R. Falciai, A. G. Mignani, and A. Vannini, "Long period gratings as solution concentration sensors," *Sens. Act. B* 74 (2001) 74-77.
11. J. H. Chong, P. Shum, H. Haryono, A. Yohana, M. K. Rao, C. Lu, and Y. Zhu, "Measurements of refractive index sensitivity using long-period grating refract meter," *Opt. Comm.* 229 (2004) 65.
12. Ming -Yue Fu, Guei - Ru Lin, Wen-Fu Liu, and Cheng-Wen Wu, "Fiber-Optic humidity sensor based on an air-gap long period fiber grating," *Opt. Rev.* 18 (2011) 93.
13. Cheng-Ling Lee, Pin-Cheng Wu, and Li-Wei Liu, "Single Resonant and widely tunable Ultrathin Cladding Long-Period Fiber Grating Filters," *Opt. Rev.* 17 (2010) 1.
14. T. Allsop, L. Zhang, and I. Bennion, "Detection of organic aromatic compounds in paraffin by a long-period fiber grating optical sensor with optimized sensitivity," *Opt. Comm.* 191 (2001), 181.

- 15.** A. Lim, W. B. Ji, and S. C. Tjin, "Improved Refractive Index Sensitivity Utilizing Long-Period Gratings with Periodic Corrugations on Cladding," *J. Sens.* (2012) 483471.
- 16.** F. Chiavaioli, C. Trono, and F. Baldini, "Specially designed long period grating with internal geometric bending for enhanced refractive index sensitivity," *Appl. Phys. Lett.* 102 (2013) 231109.
- 17.** S. Korposh, S. W. Lee, S. W. James, and R. P. Tatam, "Refractive index sensitivity of fiber-optic long period gratings coated with SiO₂ nanoparticle mesoporous thin films," *Meas. Sci. Technol.* 22 (2011) 075208 (10pp).
- 18.** T. Allsop, F. Floreani, K. Jedrzejewski, P. Márquez, R. Romero, D. Webb, and I. Bennion, "Highly sensitive cladding-etched arc-induced long-period fiber gratings for refractive index sensing," *Opt. Comm.* 283 (2010) 958.
- 19.** M. Smietana, W. J. Bock, and P. Mikulic, "Comparative study of long-period gratings written in a boron co-doped fiber by an electric arc and UV irradiation," *Meas. Sci. Technol.* 21 (2010) 025309 (8pp).
- 20.** T. Allsop, D. J. Webb, and I. Bennion, "A comparison of the sensing characteristics of long period gratings written in three different types of fiber," *Opt. Fiber Technol.* 9 (2003) 210.
- 21.** M. Smietana, W. J. Bock, P. Mikulic, and J. Chen, "Increasing sensitivity of arc-induced long-period gratings - pushing the fabrication technique toward its limits," *Meas. Sci. Technol.* 22 (2011) 015201 (6pp).
- 22.** D. S. Moon, Y. Chung, and Young-Geun Yang, "Effects of boron in Ge-B co-doped fiber on the spectral characteristics of optical fiber gratings," *Opt. Eng.* 46 (2007) 054401.
- 23.** J. W. Fleming, "Dispersion in GeO₂-SiO₂ glasses," *Appl. Opt.* 23 (1984) 4486.
- 24.** D. N. Nikogosyan, "Multi-photon high - excitation-energy approach to fiber grating inscription," *Meas. Sci. Technol.* 18 (2007) R1-R29.
- 25.** A. Ortega - Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, I. Molina-Fernández, E. Silvestre, and P. Andrés, "Enhanced accuracy in fast-Fourier-based methods for full-vector modal analysis of dielectric waveguides," *IEEE Photonics Technol. Lett.* 18 (2006) 1128.

Capítulo 6

Sensado de microcurvaturas con Interferómetro de Fabry Perot.

Introducción

Los interferómetros de fibra óptica han sido ampliamente estudiados desde hace mucho tiempo, su potencial es usado en muchas aplicaciones diferentes [1 – 6]. Debido a sus características ópticas, el interferómetro de Fabry Perot es uno de los interferómetros más utilizados [7 – 14]. Éste interferómetro puede ser aplicado para medir diferentes magnitudes físicas como por ejemplo: desplazamiento [15 – 16], presión [10 – 17 – 18], tensión [19 – 20], vibración [21 – 22], temperatura [11 – 14 – 16], índice de refracción [13 – 14 – 23 – 24] y campos magnéticos [25 – 26]. Por lo tanto los investigadores han estado desarrollando muchas configuraciones y técnicas para fabricar todos los interferómetros [3 – 7 – 8] de fibra de Fabry Perot. Por ejemplo algunos autores han implementado el **(FPI)** dentro de una fibra óptica, en la cual una microcavidad se forma mediante el uso de un empalmador de fusión de arco [13 – 14 - 20 – 27 – 30]. En general como la respuesta espectral de toda una fibra **(FPI)**. Toda ésta fibra dependerá directamente de las características de la óptica, por lo tanto es posible tomar ventaja del núcleo hueco de fibra de cristal fotónico **(HCPCF)** [31].

En algunas aplicaciones es importante medir la curvatura o microflexión [32], por ejemplo: sobre una estructura de deformación monitoreada [33], la presión de detección [34], los micros de desplazamientos [35], fibra sintonizable y por último en el láser de anillo [36].

Por lo tanto muchos desplazamientos ópticos han sido propuestos para medir curvaturas [37 – 41] y la mayoría de éstos son basados sobre los interferómetros de fibra óptica debido a sus propiedades físicas. Éste interferómetro tiene una microcavidad de aire **(MFPI)** y fue fabricado por la aplicación de descargas de arco a un núcleo hueco de fibra de cristal fotónico. La implementación **(MFPI)** queda situada en la punta de un solo modo de fibra. Aquí en el **(MFPI)** algunos modos serán reflejados, algunos de éstos viajarán por los núcleos y otros por el revestimiento de **(SMF)**. Por otra parte, un segmento de **(SMF)** se fija sobre dos puntos móviles, por lo tanto se formó un arco de círculo máximo cuando la distancia entre éstos puntos móviles (desplazamientos) fue cambiada. Además si el segmento de **SMF** se congregó en consecuencia al contraste del **MFPI** de reflexión éste será variado debido a las curvaturas de detección. Éste punto puede ser usado para implementar una disposición de detección de curvatura sobre la base de variaciones de potencia óptica a determinadas longitudes de onda. Finalmente algunos experimentos son previstos.

6.1.1 MFPI Procedimiento de fabricación

El **MFPI** usado en éste trabajo fue fabricado con fibra monomoda (**SFM**) y un segmento de (**HCPCF**) “celdas de fibras de cristal fotónico”. El proceso de fabricación fue llevado a cabo usando fibra convencional y siguiendo los siguientes pasos.

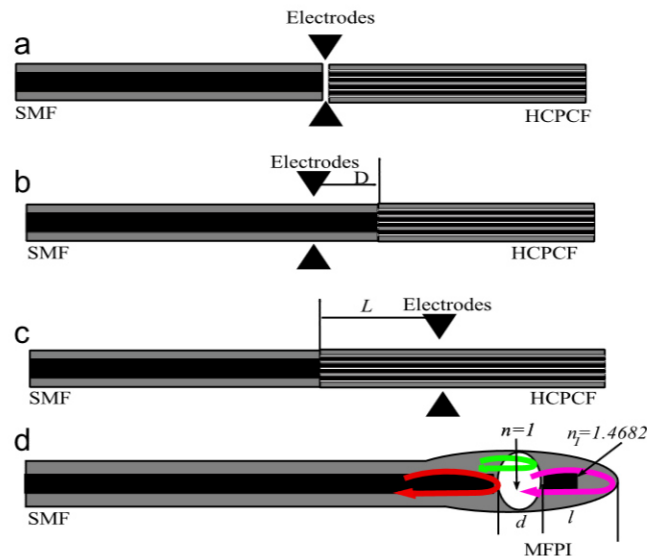


Figura 6.1

El proceso de fabricación de microcavidad.

- La fibra óptica fue establecida en la posición inicial.
 - La fibra óptica fue movida y subida a una distancia (d) de los electrodos y después fueron empalmados.
 - El empalme fue subido a una distancia (L) de los electrodos y el (HCPCF) fue destruido por la descarga de los arcos eléctricos.
 - Una microcavidad con una pared de sílice fue formada en la punta del SFM.
-
- Ambas fibras ópticas fueron troceadas y puestas en los arreglos experimentales en una posición inicial. Ésta será nuestra posición de referencia para medir algunos desplazamientos requeridos en los siguientes pasos, **Ver Figura 6.1(a)**
 - Utilizando el arreglo experimental en modo manual ambas fibras serán subidas a una distancia de $D = 80_{\mu m}$ de la posición inicial, **Ver Figura 6.1 (b)**.

- 3) Después de la fibra óptica fueron colocados en la posición **D**, éstos fueron acoplados y empalmados con la fusión del arreglo programado con el conjunto de instrucciones y parámetros previstos [24] con la diferencia que el número de descargas de arcos aplicados fueron **ND = 3. (4)**.
- 4) Éste conjunto de arreglo fue movido a una gran distancia (**L**) de la posición inicial, ver **Figura. 6.1(c)**.
- 5) Después de éste proceso una microcavidad de aire con una pared delgada de sílice fue formada en la punta del (**SMF**), ver **Figura. 6.1 (d)**. Aquí es importante comentar que en todo éste procedimiento de fibra óptica fue movido a la posición **L** y **D** usando el modo manual de la fusión del arreglo y el alineamiento para el procedimiento de la fusión del arreglo que no fue usado después de cada movimiento.

6.2.1 (MFPI) Principio de operación

A causa de sílice de baja reflectividad se espera que el espectro de **MFPI** se forme principalmente por la interferencia de 3 reflexiones, ver **Figura. 6.1 (d)**. Aquí la primer reflexión (**R1**) ocurre cuando la entrada de luz de **SFM** con un índice de refracción de núcleo de $n_1 = 1.4682$ alcanza la cavidad de aire. La luz transmitida en ésta interferencia viaja a través de la microcavidad de aire a una distancia (**D**), aquí el índice de refracción del medio es ($n = 1$). Después cuando la luz busca la salida de la cavidad del aire una parte de la luz es reflejada (**R2**) y el resto es transmitida en el medio **3**, en el cual el índice de refracción es $n_3 = n_1 = 1.4682$ donde viaja a una distancia. Por otra parte en la salida de éste medio ocurre otra reflexión (**R3**) porque hay una interferencia formada por una pared de sílice de la cavidad de aire y el índice de refracción del medio alrededor de la cima n_3 **Figura. 6.1 (d)**. Además se conoce el (**FPI**) rango espectral libre ($\Delta\lambda$), el cuál es la separación entre 2 franjas espectrales consecutivas que pueden ser calculadas usando la siguiente fórmula [42].

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / 2nd \quad (1)$$

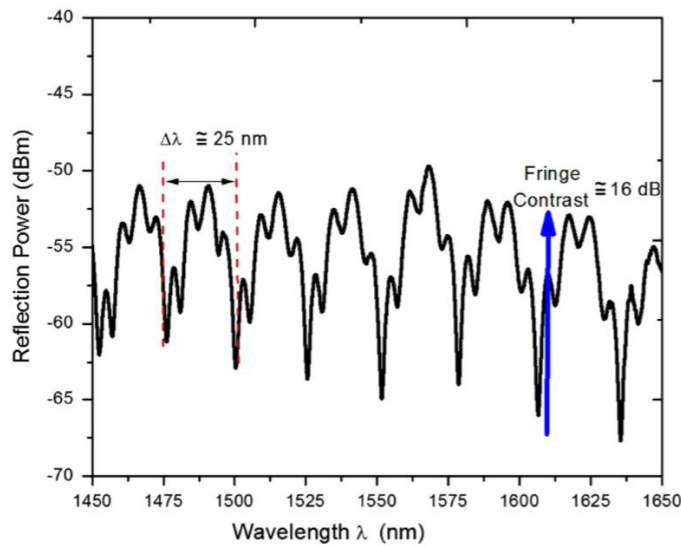


Figura 6.2

Respuesta espectral de un MFPI fabricado y considerando que $L = 200 \mu\text{m}$

Donde λ es la referencia de longitud de onda, por lo tanto con el fin de medir experimentalmente $\Delta\lambda$, el espectro de reflexión de la **MFPI** fue grabado con un analizador de espectro óptico (**OSA**). Un detalle de éste espectro se muestra en la **Figura 6.2** donde se puede apreciar que es aproximadamente igual a $\Delta\lambda$ **25 nm**, ahora usando la (**ecuación**) **1** es posible obtenerla. La longitud de microcavidad del aire fue de;

d = 32 μm aproximadamente

6.3.1 Configuración óptica y resultados experimentales

El conjunto implementado para éste trabajo es mostrado en la **Figura 6.3**, aquí la luz del diodo de bombeo se pasó a lo largo de toda la fibra dopada de erbio para generar un espectro amplio de **1580 a 1670 nm**, ésta luz fue puesta en marcha en el circulador óptico. Además la luz viaja a través de un segmento de (**SMF**) hasta la (**MFPI**) que es alcanzado. Finalmente usando un (**OSA**) la interferencia de potencia se midió.

6.4.1 Detección de curvatura

Con el fin de medir los cambios de curvatura de un segmento de (**SMF**) que fue fijado en dos etapas de traslación y separadas por una distancia (**x**) (**Figura 6.3**). Por otra parte la distancia entre la segunda etapa de traslación y el **MFPI** fue de **300mm**. Aquí debido a las características mecánicas de las etapas de traslación usadas en nuestro conjunto un rango de desplazamiento entre **0.4 x 0.8 mm** fue logrado. Además un arco de círculo máximo es formado por el segmento

de **SMF**, como la distancia **X** que es variada (**Figura 6.3**) y por consecuencia su curvatura es cambiada.

La curvatura puede ser calculada usando la siguiente expresión matemática [37].

$$\sin (L_x C / 2) = XC / 2 \quad (2)$$

Donde **L_x** es la longitud del segmento **SMF** entre dos etapas de traslación, (**x**) es la separación entre dos etapas de traslación y (**C**) es la curvatura del segmento **SMF**, el cual es relacionado al radio de curvatura **R = 1 / C**. Para nuestros experimentos consideramos que **L_x = 25.4mm**. Los espectros de reflexión para diferentes curvaturas son mostradas en la **Figura 6.4**. Aquí se puede observar que la variación de curvatura prácticamente no causa desplazamiento espectral, sin embargo se puede apreciar disminuciones de potencia de reflexión como en los incrementos de curvatura. Es posible considerar que éstas variaciones son causadas por efectos de microflexión ocurriendo en el segmento de **SFM**, el cual altera el contraste del espectro de reflexión **MFPI**, ésto se puede explicar por el hecho de **MFPI** que genera los efectos de reflexión pero algunos modos son reflejados y generados, éstos viajarán por el revestimiento y los otros modos viajan a través del núcleo [13]. Después cuando éstos modos llegan al segmento de **SMF** donde la curvatura es variada, una interacción entre ellos ocurrirá debido a los efectos de curvatura y por los tanto se modificarán las pérdidas, ver **Figura 6.5**.

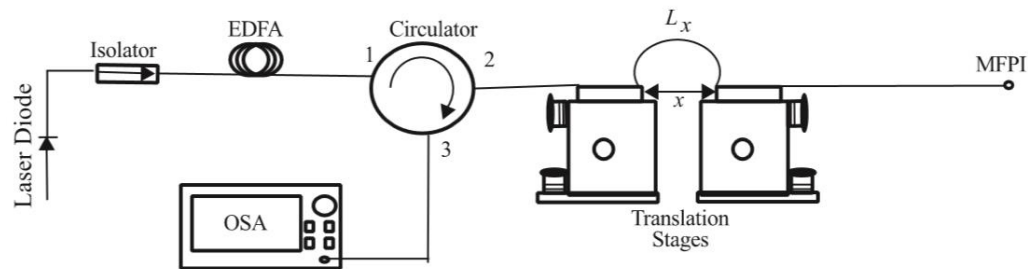


Figura 6.3

Configuración de detección de curvatura

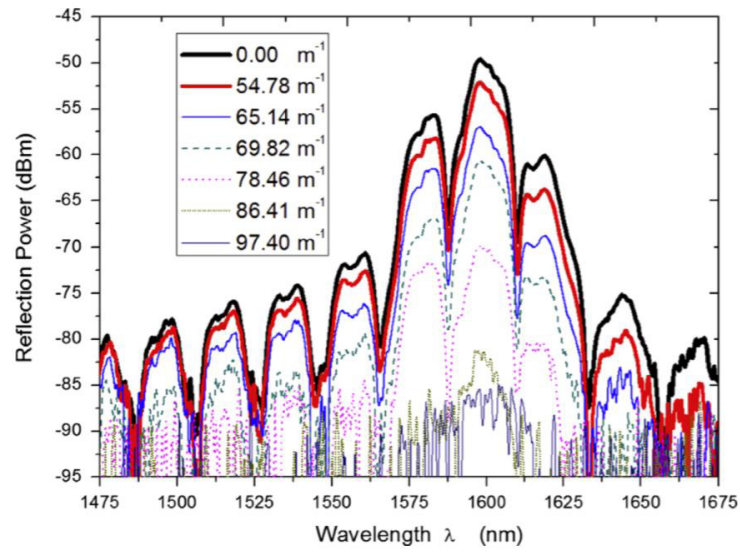


Figura 6.4

Espectro de reflexión obtenido para curvaturas diferentes

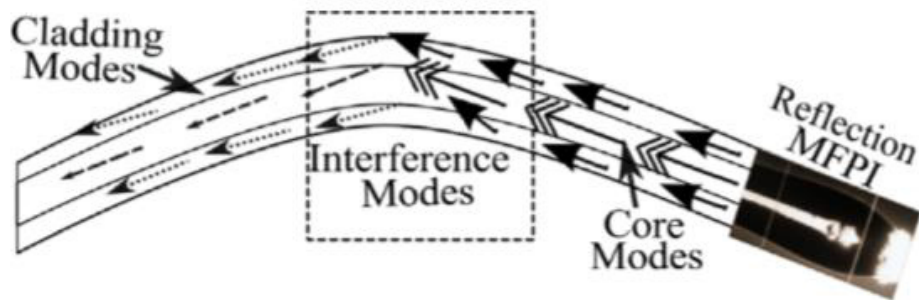


Figura 6.5

Diagrama esquemático de modos de propagación de luces y efectos de curvaturas

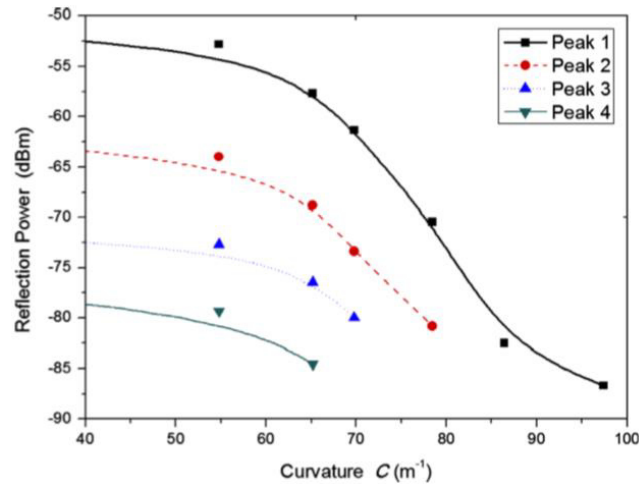


Figura 6.6

Potencia medida para diferentes MFPI, franjas espectrales como una función de curvatura

Mediante el análisis se observan algunos picos de franjas diferentes de **MFPI**, ver **Figura 6.4**. Es posible observar una relación entre longitudes de onda y curvaturas como por ejemplo, vamos a llamarles pico 1, 2, 3 y 4 a las franjas centradas a 1600, 1560, 1619, 1644nm respectivamente, ver **Figura 6.4**, la relación entre la potencia reflejada de franjas espectrales y la curvatura se muestra en la **Figura 6.6**, aquí se observa que el pico centrado en **1600 nm** es el rango de curvatura más amplio. Además ésta configuración implementada nos permitió medirla dentro del rango de 0 – 120 m⁻¹ con una sensibilidad de 0.3dB/ m⁻¹ en $\lambda = 1600\text{nm}$.

Por otra parte considerando que un **(OSA)** con una resolución de amplitud de **0.01dB** era usado y monitoreamos que el poder de variación en $\lambda = 1600\text{nm}$ y es posible estimar que la resolución de curvatura era en el orden de

$$31.5 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1} \quad (3)$$

6.5.1 Sensor de desplazamiento

De acuerdo con el comportamiento del pico 1 es posible obtener información acerca de la separación entre los dos estados de traslación (**x**). El comportamiento de (**x**) es el desplazamiento frente a lo reflejado en la potencia de pico, ver **Figura. 6.7**. Aquí el cambio mínimo de energía detectable fue aproximadamente de **1dB / m**, es importante indicar que en éstos trabajos la variación de potencia fue detectada para medir el desplazamiento en lugar de longitudes de onda cambiantes. Ésto brinda ventaja porque ésta tarea puede ser fácilmente llevada a cabo usando un fotodetector. Sin embargo es importante mencionar que las mediciones de detección dependen directamente de la entrada de potencia. Por lo tanto ésta configuración será sensible a la variación de potencia de la fuente, así como los efectos de mezcla de fibra. Con el fin de minimizar éstos

efectos no deseados del sistema global pueden mejorarse mediante el aprovechamiento de diferentes técnicas. Por ejemplo éstas puede ser relativamente simples para implementar un sistema de calibración en tiempo real [18 – 45] basado en nuestra configuración debido a que es posible agregar más detectores ópticos con el fin de obtener un canal de referencia y uno de medición.

Éstos tipos de arreglos pueden reducir los efectos debido a las variaciones de la fuente de poder, sin embargo en éste trabajo nos concentramos sobre la fabricación de **MFPI** y sobre la caracterización de curvatura de nuestros arreglos.

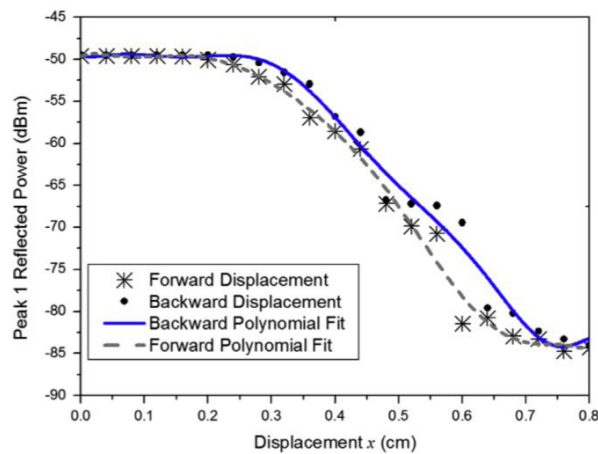


Figura 6.7

Pico 1 potencia reflejada como una función de un desplazamiento

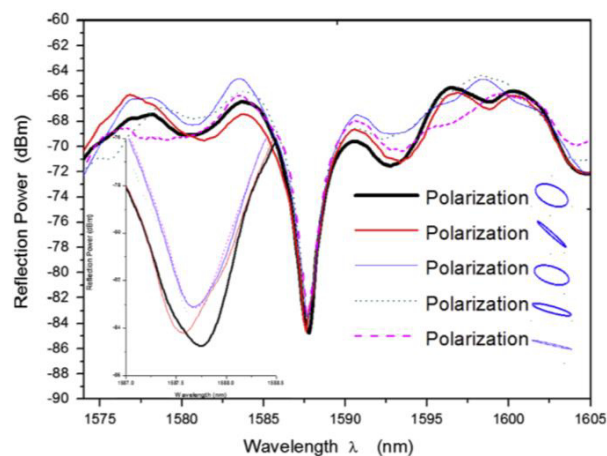


Figura 6.8

Respuesta espectral para diferentes estados de polarización

6.6.1 Efectos de polarización

Como bien se sabe, los efectos de curvatura son relacionados a las pérdidas de: radiación, polarización y birrefringencia [42 – 43 – 44]. Con el fin de analizar los efectos de polarización en nuestra configuración, un control de polarización (**PC: FPC020**) fue colocado en **500mm** de la **MFPI** usando un polarímetro (**PAN5710IR2**). La polarización del sistema fue determinada por, ver **Figura 6.8**. Adicionalmente se observó que moviendo el (PC) un desplazamiento de longitud de onda se obtuvo. Ésto es interesante porque se significa que puede ser posible implementar láser de anillo de fibra sintonizable con esta configuración [30].

6.7.1 Conclusión

En éste trabajo una curvatura y una disposición de detección de desplazamiento basado sobre un **MFPI** fueron demostradas. En éste arreglo un segmento de SMF fue usado para formar un arco de círculo para detectar los cambios de curvatura y desplazamientos. Éstos cambios fueron determinados por el monitoreo de variación de potencia usando un detector de potencia estándar, el cual ayuda a reducir el costo del sistema global.

Por otra parte la configuración es flexible y puede ser fácilmente modificada para implementar una disposición de detección capaz de reducir efectos indeseables debido a las variaciones de la fuente de poder. Finalmente el sistema tiene una curvatura sensible de **0.3dB /m** y una resolución de:

$$31.5 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1} \text{ en } \lambda = 1600\text{nm}. \quad (4)$$

Referencias

1. - E. Udd, Proceedings of the IEEE 84 (1996) 60.
2. - T.G Giallorenzi, Ultrasonic Symposium, 1980, pp. 702.
3. - B.H. Lee, Y.H.Kim, K.S.Park, J.B.Eom, M.J.Kim, B.S.Rho, H.Y.Choi, Sensors12 (2012)2467.
4. - B. Culshaw, I.P.Giles, IEEEJournal of Quantum Electronics 18(1982)690.
5. - J.L. Cruz, J.Marzal, M.V.Andres, IEEE Transaction son Microwave Theory and Techniques43 (1995)2361.
6. - M. Imai, T. Ohashi, Y. Ohtsuka, Journal Light wave Technology 1(1983)75.
7. T.Zhu, D.Wu, M.Liu, D.-W.Duan, Sensors12 (2012)10430.
8. T.Yoshino, K.Kurosawa, K.Ithon, T.Ose, IEEE Transaction son Microwave Theory and Techniques 30(1982)1612.
9. S.J.Petuchowski, T.G.Giallorenzi, S.K.Sheem, IEEE Journal of Quantum Electronics 17(1981)2168.
10. IEEE PhotonicsTechnologyLetters23 (2011)1561.
11. I.R.Matias, R.O.Claus, Sensors and Actuators B: Chemical 59 (1991)54.
12. D.J.J. Hu,Y.Wang, J.Long Lim, T. Zhang, K.B.Milenko, Z.Chen, M.Jiang, G. Wang,F. Luan,P.P. Shum,Q.Sun, H.Weï,W. Tong,T.R.Wolinski,IEEE Sensors Journal12(2012)12391245.
13. N. Lagakos, T.Litovit, P.Macedo, R.Mohr, R.Meister, Applied Optics 20 (1981)
14. Ferreira, A.B.Lobo Ribeiro, J.L. Santos, I. Farahi, IEEE Photonics Technology Letters 8(1996)1519.
15. C.M. Lawso, V.J.Tekippe, Proceedings of SPIE The International Society for Optical Engineering 0412(1983)96.
16. AWang, H.Xiao, J.Wang, Z .Wang, W.Zhao, R.G.May, Journal of Light wave Technology 19(2001)1495.
17. F.C.Favero, L. Araujo, G. Bouwmans, V. Finazzi, J.Villatoro, V.Pruneri, Optics Express 20(2012)7112.
18. J.F.Dorigi, S.Krishnaswamy, J.D.Achenbach, IEEE Transaction son Ultra- Sonics, Ferroelectrics, and Frequency Control 42 (1995)820.

19. M. Jiang, Gerhard, Sensors and Actuators A: Physical 88(2001)41.
20. Z.L. Ran, Y.J.Rao, W.J.Liu, X.Liao, K.S.Chiang, OpticsExpress16 (2008)2252. 24 D. Jáuregui - Vázquez, J.M.Estudillo - Ayala, R.Rojas - Laguna, E. Vargas - Rodríguez, J.M. Sierra - Hernández, J.C. Hernández - García, R.I. Mata-Chávez, Sensors 13(2013)6355.
21. Y.Zhao, R.-Q.Lv, Y.Ying, Q.Wang, Optics & Laser Technology 44(2012)899. [26] K.D. Oh, J.Ranade, V.Arya, A.Wang, R.O.Claus, IEEE Photonics Technology Letters 9(1997)797.
22. H.Y.Choi, G. Mudhana, K.S. Park, U.-C. Paek, B.H. Lee, Optics Express 18(2010) 141.
23. Y.-J. Rao, M.Deng, D.-W.Duan, X.-C.Yang, T.Zhu, G.-H.Cheng, Optics Express 15(2007)14123.
24. Duan, Y. - J. Rao, L. - C.Xu, T.Zhu, M.Deng, D.Wu, J.Yao, Optics Communications 284(2011)5311.
25. Laguna, E. Vargas - Rodríguez, J.M.Estudillo Ayala, R.I. Mata Chávez, D. Jáuregui Vázquez, Laser Physics Letters 23 (2013) 55510523 (2013) 5.
26. B.J. Eggleton, C.Kerbage, P.S.Westbrook, R.S.Windeler, A.Hale, Optics Express 9 (2001)698.
27. J.W.Berthold, Journal of Light wave Technology 13 (1995)1193.
28. L. Fan, L.T.Varghese, Y.Xuan, J.Wang, B.Niu, M.Qi, Optics Express 20(2012) 20564.
29. H. Sakata, T. Iwazaki, Optics Communications 282 (2009)4532.
30. P.Wang, Y.Semenova, Q.Wu, G.Farrell, Sensor Photonics and Optoelectronic (SOPO) Symposium on Bioengineering, 2010.
31. H. Sakata, H. Yoshimi, Y. Otake, Optics Communications 282 (2009)1179.
32. Y.Fu, H.Di, R.Liu, Optics & Laser Technology 42 (2010)594.
33. Y.Gong, T. Zhao, Y.- J. Rao, Yu Wu, IEEE Photonics Technology Letters 23(2011) 679.
34. H. Martins, M.B. Marques, P. Jorge, C.M.B Cordeiro, O.Frazao, Optics Communications 285(2012)5128.
35. L.C. Bobb, P.M. Shankar, H.D. Krumboltz, Journal of LightwaveTechnology 8 (1990)1084.
36. M. Born, E.Wolf, Principles of Optics, Fourth. Pergamum Press, Oxford, UK323.
37. M. Deng, C.-P.Tang, T.Zhu, Y.-J.Rao, Optics Communications 284 (2011) 2849.

- 38.** R. Hui, O'sullivan, Fiber Optic Measurement Techniques first ed., Academic Press, USA,2008.
- 39.** Twang, S.Zheng, Z.Yang, Sensors and Actuators A: Physical 69(1998)134.
- 40.** R. Ulrich, S.C.Rashleigh, W.Eickhoff, Optics Letters 5(1980)273.
- 41.** L.-Y. Shao, Albert, Optics Communications 284 (2011)1855.
- 42.** Medición de fibra óptica
- 43.** Reshleigh, letras ópticas
- 44.** L Y Shao, P Mikulic, Albert, comunicaciones ópticas
- 45.** Sensores y actuadores físicos 69 (1998) 134

Capítulo 7

Conclusiones y trabajos futuros.

Resumen.

Podemos considerar que la investigación y desarrollo de sensores de fibra óptica utilizando interferómetros logró su objetivo de incentivar el desarrollo científico y tecnológico en ésta área. La hipótesis planteada al inicio de diseñar sensores en fibra óptica para la medición de variables físicas con la finalidad de medirlas con la precisión de micrómetros sin hacer contacto con la muestra al fin de no dañarla se cumplió satisfactoriamente dando como resultado una patente y dos artículos internacionales y otros nacionales.

A continuación se enumeraron los siguientes logros:

- a) **Perfilometro optoelectrónico.** Éste dispositivo desarrollado para medir perfiles de superficies translúcidas y blandas. Si bien ésta variable de “rugosidad de la superficie” puede medirse con un sistema de coordenadas y un palpador mecánico de punta de diamante, el material por ser blando no permite ser palpado debido a que se rasgaría y de ésta forma no sirve para el propósito. En si no existía en el mercado un perfilómetro con éstas características no invasivas y que pudiese medir en el orden de los micrómetros en superficies blandas y translúcidas, éste dispositivo es uno de los pilares para la invención patentada por nuestro grupo FLG de la FCFM UANL, el cual tiene como título. **Instrumento de medición de espesor, relieve, profundidad de punto y registros en placas de impresión.**
- b) **Micrómetro optoelectrónico.** Éste instrumento de medición diseñado para medir superficies translúcidas y blandas permite la medición del grosor de la placa en forma no invasiva de forma que no daña el material a medir, éste dispositivo se integró en el instrumento de medición patentado descrito en inciso (a).
- c) **Artículo.** Numerical analysis of GeO_2 - concentration effects in arc - induced long - period Fiber Gratings under external refractive - index changes.
En éste artículo se usó el interferómetro de Mach Zehnder implementado en una doble rejilla de período largo, se desarrollaron las bases científicas necesarias para el diseño de sensores de fibras ópticas para la medición de variables físicas, enfocando nuestro esfuerzo en medir la concentración de azúcar disuelta en agua, pero visualizando su potencial como un sensor de: temperatura, corriente, voltaje, índice de refracción, etc.
- d) **Artículo.** Highly sensitive curvature and displacement sensing setup based on an all fiber micro Fabry Perot Interferometer.
Éste sensor basado en un interferómetro de Fabry Perot fabricado en una cavidad de fibra óptica resultó extremadamente sensible en la medición de microcurvaturas y

microdesplazamientos. Por ejemplo podría ser utilizado para medir el esfuerzo al que está sometido un material, vibraciones en sistemas mecánicos, desplazamientos en brazos robóticos, etc.

7.1.1 Trabajos futuros.

Con la experiencia adquirida en investigación y diseño de sensores de fibra óptica por Interferometría. Tenemos planeado iniciar la medición de concentración de glucosa en la sangre utilizando interferómetros de **Mach Zehnder y Fabry Perot**. Para poder desarrollar éste sensor no invasivo, se realizará lo siguiente:

- a) Investigar la interacción de luz con glucosa para determinar a que longitud de onda absorbe la glucosa.
- b) Discriminar el efecto de la sangre en la interacción de luz con glucosa, contenido químico de la sangre.
- c) Determinar el arreglo optoelectrónico (sensor de fibra óptica, acondicionamiento electrónico que permita una medición confiable de concentración de glucosa en la sangre en forma no invasiva.

A continuación se muestran dos experimentos que nos permitirán determinar el arreglo opto electrónico para nuestro sensor no invasivo de glucosa.

7.2.1 Espectro infrarrojo de absorción de azúcar disuelta en agua

Se realizó el siguiente experimento.

Se hicieron diferentes disoluciones de azúcar con agua destilada, posteriormente se hizo el siguiente arreglo óptico y se obtuvieron los siguientes resultados.

El espectrofotómetro arrojó los siguientes datos, ver **Figura 7.1**

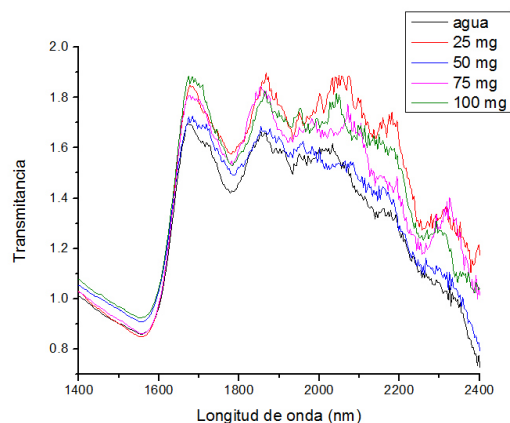


Figura 7.1

Respuesta de absorción y transmitancia del azúcar en IR

Los picos de absorción se presentan en la región de 1580 - 1620 nm, ésta región puede usarse como referencia para la glucosa ya que ambas sustancias tienen básicamente el mismo contenido químico con una ligera diferencia en el arreglo molecular.

7.2.2 Espectro Ultra violeta de absorción de azúcar disuelta en agua

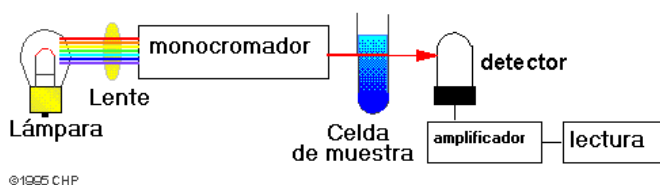


Figura 7.2

Arreglo óptico del espectrómetro de UV

Las muestras pueden ser en vapor o en solución colocadas en una celda de cuarzo.

7.3.1 Metodología e instrumentación

Se elaboraron muestras de azúcar disuelta en agua desmineralizada en las siguientes concentraciones, ver **Tabla 7.1**.

Muestra	Azúcar (mg)	Agua (ml)
1	5.4	5
2	10.2	5
3	15.7	5
4	20.5	5
5	25	5
6	30.2	5
7	35.5	5
8	39.9	5
9	45.3	5
10	50.6	5

Tabla 7.1

Resupuesta de absorcion de UV por la azúcar

Las cuales fueron analizadas en el espectrofotómetro UV del CICF, usando una celda de cuarzo analizada en el rango de 190 - 280 nm.

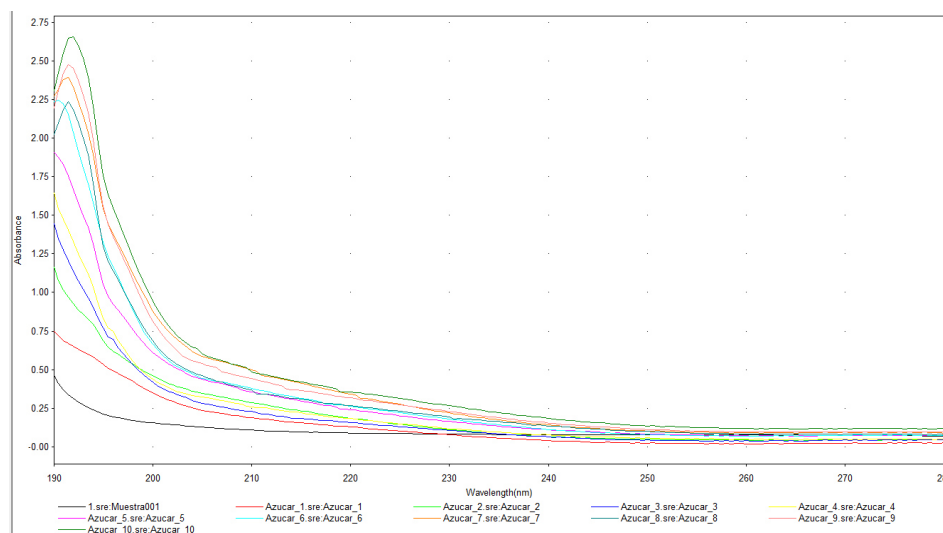


Figura 7.3

Respuesta de absorción de la azúcar en UV

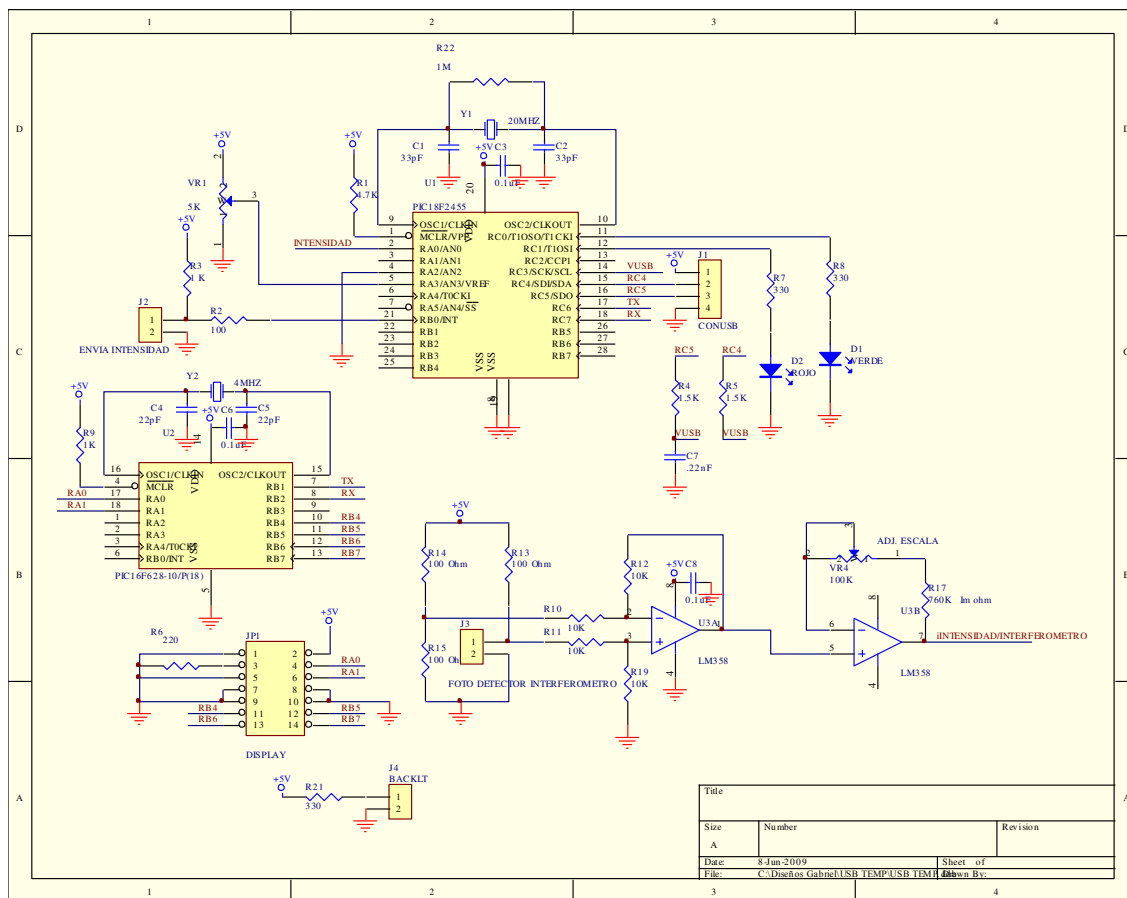
Como se puede ver en la gráfica los espectros presentan bandas de identificación definidas. Los picos de absorción crecen conforme la concentración de azúcar aumenta.

En general tenemos dos longitudes de onda para realizar los estudios de sensado de glucosa usando la longitud de onda, ya sea en el orden de 200nm o 1620 nm para diseñar los sensores de fibras ópticas y una estrecha relación con el centro de investigaciones de ciencias de la salud.

Anexo 1.

Diagrama esquemático de medidor de intensidad lumínica

Optoperfilómetro



Partes principales del sistema de medición

1) DSP Procesador digital de señales

Procesador encargado de procesar la señal proveniente del circuito acondicionador de señales. La característica especial de un (DSP) es el procesamiento matemático y capacidad de filtrado de señales indeseables que posee.

2) Acondicionador de señales

Éste circuito formado por dos amplificadores operacionales proporciona la escala de señal detectada por el fototransistor.

3) Fototransistor

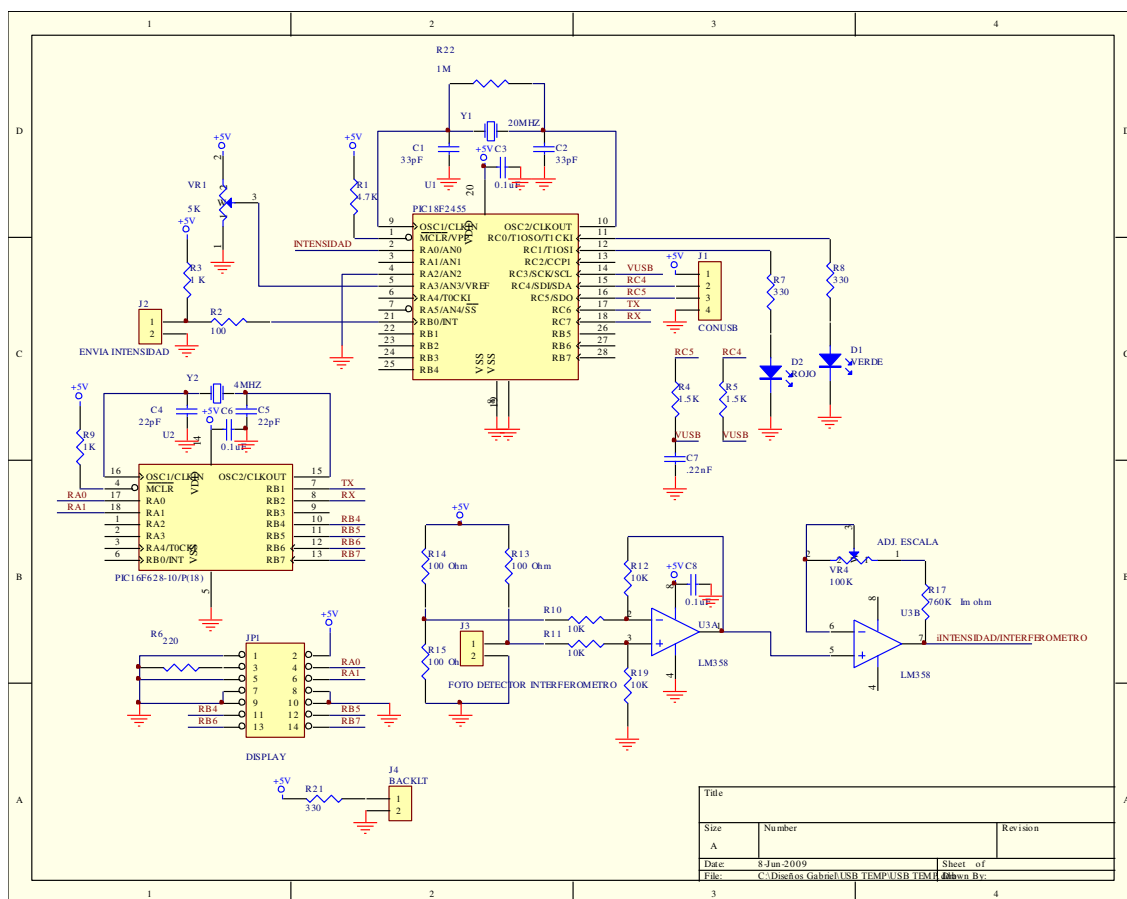
Éste es el elemento sensitivo que recupera la señal del interferómetro y la convierte en una señal eléctrica, tienen su respuesta a 850nm, la misma señal que envía el emisor led infrarrojo.

4) PIC16F628

Éste microcontrolador se encarga exclusivamente de controlar la comunicación con la (PC) enviándole los datos medidos para su posterior procesamiento.

Diagrama esquemático de medidor de intensidad lumínica

Optoglucómetro



ANEXO 2.

Apéndice A

```
% PROGRAMA PARA RESOLVER LA EC. DE ONDA
clear all
format long

tic

% Este codigo resuelve la ecuacion de onda
% Se emplea el metodo FFT mode solver
%
% se define ventana y mallado transversal

% PARA EL EJE X

Xmax=80;                % valor de la ventana [-Xmax Xmax] en micrometros

muestreosX=128;         % numero de puntos en la mitad de la ventana [0 Xmax]

Nx=2*muestreosX;        % numero total de puntos en la ventana [-Xmax Xmax]

deltaX=Xmax/muestreosX; % valor de cada paso transversal

x=(-Nx/2:Nx/2-1)*deltaX; % Arreglo del mallado espacial,
                        % con Nx siendo multiplo de 2 se garantiza que
                        % x pase por cero

% PARA EL EJE Y

Ymax=Xmax;              % valor de la ventana [-Ymax Ymax] en micrometros

muestreosY=128;         % numero de puntos en la mitad de la ventana [0 Ymax]

Ny=2*muestreosY;        % numero total de puntos en la ventana [-Ymax Ymax]

deltaY=Ymax/muestreosY; % valor de cada paso transversal

y=(-Ny/2:Ny/2-1)*deltaY; % Arreglo del mallado espacial,
```

```

                                % con Ny siendo multiplo de 2 se garantiza que
                                % y pase por cero

%
% se define mallado frecuencial

wx=(pi/Xmax)*(-Nx/2:Nx/2-1);
wy=(pi/Ymax)*(-Ny/2:Ny/2-1);

% Ahora, se crea una matriz con filas wx y otra matriz con columnas wy

WX=zeros(Ny,Nx);
for b=1:Ny

    WX(b,:)=wx;
end

WY=zeros(Ny,Nx);
for a=1:Nx

    WY(:,a)=wy;
end

%
% PARAMETROS
% Se considera una fibra con perfil de indice step-index:

r_core=4.1;                    % radio del core [micrometros]
r_cladding=62.5;              % radio del cladding [micrometros]
Longitud=linspace(1.61,1.61,1); % rango de longitud de onda [micrometros]

```

```

indice_externo=linspace(1.317,1.443290,10);
%indice_externo=linspace(1.443298,1.45,10);

for i=1:10

L=Longitud;

% _____
% SELLMIEIER

% cladding de SiO2
Ncl = sqrt( 1 + (0.69616630*L^2)/(L^2 - (0.0684043)^2) + (0.40794260*L^2)/(L^2 - (0.11624140)^2) + (0.89747940*L^2)/(L^2 - (9.8961610)^2) );

% core de SiO2 dopado con GeO2
xmol=0.02;
Nco = sqrt( 1 + ((0.69616630+xmol*(0.80686642-0.69616630))*L^2)/(L^2 - (0.0684043+xmol*(0.068972606-0.0684043))^2) + ((0.40794260+xmol*(0.71815848-0.40794260))*L^2)/(L^2 - (0.11624140+xmol*(0.15396605-0.11624140))^2) + ((0.89747940+xmol*(0.85416831-0.89747940))*L^2)/(L^2 - (9.8961610+xmol*(11.841931-9.8961610))^2) );

% SE CONSTRUYE EL PERFIL DE INDICES

perfil=indice_externo(i)*ones(Ny,Nx);

for a=1:Nx
for b=1:Ny

    r=sqrt( x(a)^2 + y(b)^2 );

    if (r<=r_cladding)
        perfil(b,a)=Ncl;
    end

    if (r<=r_core)

```



```

        perfil(b,a)=Nco;
    end

end
end

n=perfil;

% SE GRAFICA EL PERFIL
%figure(1)
%mesh(perfil); view(0,90); axis square; colorbar

%
% INICIA EL CALCULO DEL PRODUCTO DE MATRIZ DE EIGENVALORES POR VECTOR

% los calculos se realizan en la ventana [0 2*Xmax]
WX=ifftshift(WX);
WY=ifftshift(WY);
n=ifftshift(n);

% ECUACION VECTORIAL *****

PRODUCTO = @(E) Producto_Matriz_Vector(E,L,n,WX,WY,Nx,Ny);

%
% SE CALCULAN LOS EIGENVECTORES CON LA FUNCION "eigs"

```

```

% semilla inicial
options.isreal=1;
%options.tol=1e-20;
options.maxit=100000;
%options.v0=Exy2;
options.disp=0;
options.p=160;

% Numero de modos a calcular
N=80;

% INICIA CALCULO
[V,D]=eigs(PRODUCTO,2*Nx*Ny,N,'lr',options);

%
% SE PROPORCIONAN LOS AUTOVALORES

indice_efectivo=diag( L*(D.^0.5)/(2*pi) );

Neff(i,:) = indice_efectivo;

% SE GRAFICAN LAS SOLUCIONES

for index=1:N
EE1=zeros(Ny,Nx);
EE1(:)=V(1:Ny*Nx,index);
EE1=fftshift(EE1);
EE2=zeros(Ny,Nx);
EE2(:)=V(Ny*Nx+1:Ny*Nx*2,index);

```

```

EE2=fftshift(EE2);

P=(EE1.^2)+(EE2.^2);

figure(2)
mesh(EE1);view(0,90); axis square; colorbar
figure(3)
mesh(EE2);view(0,90); axis square; colorbar
figure(4)
mesh(P);view(0,90); axis square; colorbar

index
indice_efectivo(index)
pause
end

EX=V(1:Ny*Nx,:);
EY=V(Ny*Nx+1:Ny*Nx*2,:);

CAMPOX(:,i)=EX(:);
CAMPOY(:,i)=EY(:);

aux = input('Escoja el numero de solucion:');
disp('Indices efectivos de las soluciones'); disp(Neff(i,:))

WX=fftshift(WX);
WY=fftshift(WY);
n=fftshift(n);
end % TERMINA EL CICLO PRINCIPAL FOR

```

```
% SE PREPARAN DATOS PARA GUARDAR
save Neff.mat Neff -v4
save CAMPOX.mat CAMPOX -v4
save CAMPOY.mat CAMPOY -v4

toc
t=toc;

%
% FIN DEL PROGRAMA
```

Apéndice B

Algoritmo para calcular la Rejilla de Período Largo

clear all

format long

L=0:0.001:0.05; %Longitud en metros (0.05metros = 5cm largo de rejilla)

global pi

global Período %Período de la rejilla

global K

global Gamma

global Kappa %Constante de acoplamiento

%Amplitudes iniciales de A y B (A=modo cladding, B=modo core)

A0=0.00001;

B0=1;

pi=3.1416;

Lamda=1.575e-6; % Longitud de onda de resonancia en metros

Periodo=300e-6; % Período de la rejilla en metros

K=2*pi/Periodo;

% Se llaman las ecuaciones del archivo "Rejillas. m" y se resuelven librería

% ode45 para resolver ec diferenciales runge kutta para resolver ec. % acopladas.

% ecuaciones de acoplamiento entre los dos modos, para éstas ecuaciones la

% propagación de ambos debe tener el mismo sentido

neff1=1.47211-0.01476*(Lamda*1e6); % índice efectivo del modo del core (adimensional)

neff2=1.46222-0.01181*(Lamda*1e6); % índice efectivo del modo del cladding (adimensional)

beta1=2*pi*neff1/Lamda;

beta2=2*pi*neff2/Lamda;

Gamma=beta1-beta2-K; % en unidades de 1/metros

Kappa=1000; % en unidades de 1/metros

options = odeset ('RelTol',1e-9,'AbsTol',[1e-11 1e -11 1e-11]);

[z,a] = ode45 ('Rejillas', L, [A0 B0]); %A0 y B0 son los valores iniciales de las ecuaciones diferenciales

%z es vector columna

P1= abs (a). ^2; %La potencia de la señal

```

% se grafican los campos de salida
Figure (1)
Plot (z, a(:,1),'-r', z, a(:,2),'-b')%los dos puntos es para pasar todas las filas de la columna 1 y 2
ylabel ('')
xlabel ('z (m)')
grid on
% figure (2)
% plot (L, Gamma)
Figure (3)
plot (z, P1(:,1),'-r', z, P1(:,2),'-b')% los dos puntos es para pasar todas las filas de la columna 1 y 2
ylabel ('P (z)')
xlabel ('z (m)')
grid on

```

Apéndice C

Algoritmo para calcular el Interferómetro Mach Zehnder

```
clear all
format long

longitud_de_onda = linspace (1.5, 1.7, 200)*1e-6;

for i=1:200

L=0:0.00009:0.05;    %Longitud en metros (0.05metros = 5cm largo de rejilla)

global pi
global Período    %Período de la rejilla
global K
global Gamma
global Kappa      %Constante de acoplamiento

%Amplitudes iniciales de A y B    (A=modo cladding, B=modo core)
A0=0;
B0=1;
w=2*10^-6;

pi=3.1416;
Lamda=longitud_de_onda (i); %Longitud de onda de resonancia en metros
Periodo=300e-6;    %Periodo de la rejilla en metros
K=2*pi/Periodo;

% Se llaman las ecuaciones del archivo "Rejillas.m" y se resuelven librería
% ode45 para resolver ec diferenciales runge kutta para resolver ec.
% acopladas.
% ecuaciones de acoplamiento entre los dos modos, para éstas ecuaciones la
% propagación de ambos debe tener el mismo sentido
Long=.01;
neff1=1.47211-0.01476*(Lamda*1e6); % índice efectivo del modo del core (adimensional)
neff2=1.46222-0.01181*(Lamda*1e6); % índice efectivo del modo del cladding (adimensional)
%Diferencia de índices efectivos
delta_neff=neff1-neff2;

beta1=2*pi*neff1/Lamda;
beta2=2*pi*neff2/Lamda;

Gamma=beta1-beta2-K;    % en unidades de 1/metros
Kappa=100;    % en unidades de 1/metros
```

```

options = odeset ('RelTol',1e-9,'AbsTol',[1e -11 1e -11 1e-11]);
[z, a] = ode45 ('Rejillas', L, [A0 B0]); %A0 y B0 son los valores iniciales de las ecuaciones
diferenciales

                                %z es vector columna

Gamma2 (i)=Gamma;                                % monitoreando el valor de Gamma

f=length(a (:,2));
Potencia_modo_core (i)=abs(a(f,2))^2;                % potencia en Watts
potencia_modo_core (i)=log (potencia_modo_core (i)); % potencia en dB

Intensidad_modo_core (i)=(potencia_modo_core(i))/((pi*(w^2)/2));

%Se calcula de la misma manera la intensidad de modo de cladding
Potencia_modo_cladding (i)=abs(a (f, 1)) ^2;
potencia_modo_cladding (i)=log (potencia_modo_cladding (i)); % potencia en dB
Intensidad_modo_cladding (i)= (potencia_modo_cladding (i))/ ((pi*(w^2)/2));

%L e la distancia entre las rejillas
L=.0001;
%phi es el ángulo utilizado para el patrón de interferencia
phi (i)=(2*pi*delta_neff*L)/Lamda;
% Es el patron de interferencia
I(i)=abs((Intensidad_modo_core(i)+Intensidad_modo_cladding(i)+2*sqrt(Intensidad_modo_core(i)*I
ntensidad_modo_cladding(i))*cos(phi(i))));

end

% se grafica la potencia del core a la salida y a diferentes longitudes de onda
Figure (1)
Plot (longitud_de_onda, potencia_modo_core,'.-b')
Ylabel ('Transmission (dB)')
Xlabel ('Wavelength (micrometers)')
grid on

Figure (2)
Plot (longitud_de_onda,potencia_modo_cladding,'.-b')
Ylabel ('Transmission (dB)')
Xlabel ('Wavelength (micrometers)')
grid on

Figure (3)
Plot (longitud_de_onda,Gamma2,'.-b')
Ylabel ('Parametro Gamma')
Xlabel ('Longitud de onda (um)')

Figure (4) plot (longitud_de_onda,I)

```


ANEXO 3

Noncontact fiber optic micrometer

F. Betancourt Ibarra^{a*}, Candelario Guajardo - González^a, Arturo Castillo – Guzmán, Valentín Guzmán Ramos, Romeo. Selvas^{a, b}

^a School of physical and mathematical sciences, UANL, Av. Universidad s/n, Cd. Universitaria, San Nicolás de los Garza, 66451, NL, México Center for Innovation, Research and Development in Engineering and Technology, UANL, Monterrey, 66450, NL., México

ABSTRACT

We describe a sensor instrument capable of measuring with a resolution of one micrometer the thickness of different materials. By using a fiber optic reflectometer and a laser autofocus system, it was measured the thickness of opaque surfaces such a metal films, plastic materials and semitransparent objects. The optomechatronic arrangement consisted of an optical fiber sensor, a computer interface and one axis positioning actuator. The response time for the measuring was roughly 2 sec and this thickness result was compared with the obtained with microscopy and a mechanical micrometer and all results were match well.

Keywords: optomechatronics, fiber sensor

1 INTRODUCTION

The manufacturing industry has come to expect precision measurement at almost any point of their process. Traditionally contact CMMs (coordinate measuring machines) represent the standard precision measurements which still continues to include some elements of contact and in some extend the old laser trackers are still contact measurement systems.

An important feature in noncontact measuring for the thickness is the speed. This speed during the process it means better quality as well as lower manufacturing costs. Repeatability and accurately are also important during production. The portability also enables to set and adjust the tool positions in real time.

References

- [1] Tan Kok Kiong, Lee Tong Heng, Dou Huifang and Huang Sunan, "Precision motion control, design and implementation", Springer - Verlag, Chap. 1, 2001.
- [2] R. Dworkowsky and P. Wojcik, "Computer control for a high speed, precision laser cutting system", Electrical and Computer Engineering, Vol. 1, pp. 187-189, September 1995
- [3] James B. Taylor, Andrés L. Carrano, Yahya Fathi, "Parametric design and optimization for a nonlinear precision x-y microstrage", Journal of Manufacturing Systems, 2000.
- [4] Thorlabs Catalog: Motion controlling electronics/ Autoalignment controller
- [5] C. Calles - Arriaga, A. Castillo - Guzmán, R. Selvas - Aguilar, y D. Castañeda -Rodríguez, "Desarrollo de un sistema para alineación automática de arreglos ópticos"

Numerical analysis of GeO₂ – concentration effects in Arc – Induced Long – Period Fiber Gratings under external refractive – index changes

Valentín Guzmán-Ramos¹, Daniel E. Ceballos - Herrera¹, Romeo Selvas - Aguilar¹,

¹Universidad Autónoma de Nuevo León, Facultad de Ciencias Físico Matemáticas,

Av. Universidad S/N, Cd. Universitaria, San Nicolás de los Garza, Nuevo León, México.

ABSTRACT

We present a numerical analysis of the response of arc induced long-period fiber gratings (LPFGs) under ambient refractive index changes using standard fibers with SiO₂ as cladding material and different GeO₂ concentration in the SiO₂-GeO₂ doped core. We obtain that the LPFG-sensitivity is increased using lower GeO₂ concentrations and it follows a parabolic behavior. Also, we identify two linear regimes using an external index of 1.37: for GeO₂ concentrations between 2 and 3.5% mol, the LPFG sensitivity changes with a rate of 3.614 nm per mole fraction of GeO₂, while for higher concentrations the sensitivity changes with a rate of 1.39 nm/% mol. Additionally, for fibers with 2% mol of GeO₂, the sensitivity calculated is comparable to this obtained in previous works using corrugated and tapered LPFGs in SMF28 fibers. These results are of interest for the design of improved LPFG-sensors.

KEYWORDS: Long-period fiber gratings, GeO₂ concentration, and Refractive index measurement.

1 INTRODUCTION

Long period fiber gratings (LPFGs) consist of a periodic perturbation of the refraction index of the fiber core that couples energy between two copropagating modes, typically the fundamental core mode and a higher order cladding mode at discrete resonance wavelengths.

The coupling between these copropagating modes must satisfy the following phase matching condition: $\lambda_{\text{res}} = (n_{\text{co}} - n_{\text{cl}}) \Lambda$, where λ_{res} is the resonance wavelength, (n_{co}) and (n_{cl}) are the effective index of the core and cladding modes, and Λ is the grating period. For their fabrication, different techniques like UV radiation and arc-induced radiation have been developed^{1, 2}) LPFGs formed by arc induced radiation have generated great interest due to its versatility and low cost in the process of fabrication. They have high temperature stability, allow a wide tuning, and can be implemented in almost any type of fiber. Controlling the fabrication parameters like the arc-discharge power, one can obtain a mode coupling between the fundamental core mode and symmetrical or asymmetrical cladding modes respectively.

On the other hand, LPFGs have been extensively used in sensing applications due to the fact that the resonance wavelength can be shifted under external perturbations. These perturbations modify

the refractive index of the core- and cladding-material by strain, stress or thermal expansion, and change the modal behavior of the core and cladding modes $co\ n$ and $cl\ n$, and the grating period Λ . These perturbations can be produced in the LPFG by temperature, torsion, bending, and external refractive-index changes⁶⁻⁹⁾ As a consequence, several designs have been performed to improve the performance of LPFGs in sensing area, especially to detect external refractive index changes for biochemical applications¹⁰⁻¹⁴⁾ In recent works, different taper profiles, corrugations on the fiber cladding, and fibers coated with nano - particles and thin films have been suggested¹⁵⁻¹⁸⁾. Using these methods, the LPFG sensitivity to external refractive-index changes is improved approximately 10 nm. However, it is worth to mention that these works have been performed using different types of single-mode fibers, among them: SMF-28 fibers from Corning, photosensitive B-Ge co-doped fibers from Fiber core Ltd., or Dispersion Shifted Fibers. Also, these works have analyzed the sensitivity of different resonant peaks in each proposed LPFG-sensor, and they have used different fabrication techniques like UV-radiation combined with hydrogenation and Arc-induced radiation to induce the LPFG-sensor.

Then, it is necessary to perform a comparative study about how the fabrication technique and the type of fiber can impact the performance of a LPFG. In this case, some works have started with this analysis comparing two LPFGs induced in a same B-Ge co-doped fiber and using two different fabrication techniques: UV-radiation and Arc-induced radiation, in order to analyze the external refractive-index and temperature sensing properties of the grating¹⁹⁾; additional works have induced LPFGs using a same fabrication technique like UV-radiation or Arc-electric radiation in different fibers in order to analyze their response under temperature, strain, and external refractive index changes²⁰⁻²¹⁾ Also, effects of Boron-concentration in LPFGs induced by UV radiation in B-Ge co doped fibers have been analyzed for bending and temperature sensing, but not for refractive index sensing²²⁾. These comparative studies have shown that the type of fiber used in the experiment is the principal factor that determines the improved performance of a LPFG as a temperature, bending or refractive index sensor.

In particular, for external refractive index sensing, it is better to induce a LPFG on a fiber with lower refractive index in the core⁶⁻⁸⁾, in this way higher-order cladding modes, which are more sensitive to external environment due to their largest evanescent field portion outside fiber, can be excited easier using adequate grating periods. In this sense, B-Ge co-doped fibers could be a first option because the refractive-index of the core is reduced for higher concentrations of boron. However, we have to take in account that LPFGs induced on B-Ge co-doped fibers show higher temperature sensitivity than these induced in SMF-28 fibers, and in some circumstances it may be a disadvantage for chemical sensing applications. Then, LPFGs induced with arc electric technique in SMF-28 fibers seem to be a better platform for refractive index sensing^{19, 18)}. However, for this type of single mode fibers we have to consider again the effect of GeO₂ concentrations in the GeO₂-SiO₂ doped core, where for lower GeO₂ concentrations the refractive index of the core is

reduced^{23, 24)}. Then, we are interested in to quantify the GeO₂-concentration effects in the LPFG sensitivity and to describe how this can impact in the design of improved LPFG sensors.

In this context, in this paper we quantify the sensitivity of an arc-induced LPFG to external refractive-index changes for step-index fibers with different mole fraction of GeO₂, and we describe through a polynomial expression how this sensitivity is modified as the GeO₂ dopant concentration is reduced. We perform this analysis numerically using the coupling between the fundamental core mode and the LP₁₄ higher order cladding mode which is a typical cladding mode excited in arc induced LPFGs. We verify the modeling experimentally fabricating a single LPFG and two-in series LPFGs induced by electric arc in a SMF-28 fiber with 3% mol of GeO₂ in the core. According to our results, we can identify a parabolic behavior of the LPFG sensitivity for different GeO₂ concentrations. Additionally, for fibers with 2% mol of GeO₂, the wavelength shift of the resonant peak are comparable to these obtained in previous works using corrugated and tapered LPFGs induced in SMF-28 fibers^{15, 18)}

REFERENCES

1. G. Rego, "Arc-Induced Long-Period Gratings," *Fiber Integrated Opt.* 24 (2005) 245.
2. T. Mizunami, H. Kawashima, and A. Hayashi, "Wavelength Tuning of Long-Period Fiber Gratings by fabrication using a tilted amplitude mask," *Opt. Rev.* 19 (2002) 202.
3. G. Rego, O. V. Ivanov, "Investigation of the mechanisms of formation of long-period gratings arc-induced in pure-silica-core fibers," *Opt. Comm.* 284 (2011) 2137.
4. O. V. Ivanov, and G. Rego, "Origin of coupling to anti-symmetric modes in arc-induced long-period fiber gratings," *Opt. Express* 15 (2007) 13936.
5. A. Martinez-Ríos, G. Salceda-Delgado, D. Monzón-Hernández, G. Anzueto-Sánchez, "Arc Induced long-period fiber gratings inscribed in asymmetric transition tapers," *Opt. Eng.* 52 (2013) 086111 (13pp).
6. S. W. James, and R. P. Tatam, "Optical fiber long-period grating sensors characteristics and application," *Meas. Sci. Technol.* 14 (2003) R49-R61.
7. X. Shu, L. Zhang, and I. Bennion, "Sensitivity Characteristics of Long Period Fiber Gratings," *J. Light wave Technol.* 20 (2002) 255.
8. H. J. Patrick, A. D. Kersey, and F. Bucholtz, "Analysis of the response of long period fiber gratings to external index of refraction," *J. Light wave Technol.* 16 (1998) 1606.

9. H. Hoch Reiner, M. Cada, and P. Wentzell, "Modeling the response of a long period fiber grating to ambient refractive index change in chemical sensing applications," *J. Light wave Technol.* 26 (2008) 1986.
10. R. Falciai, A. G. Mignani, and A. Vannini, "Long period gratings as solution concentration sensors," *Sens. Act. B* 74 (2001) 74-77.
11. J. H. Chong, P. Shum, H. Haryono, A. Yohana, M. K. Rao, C. Lu, and Y. Zhu, "Measurements of refractive index sensitivity using long-period grating refract meter," *Opt. Comm.* 229 (2004) 65.
12. Ming -Yue Fu, Guei - Ru Lin, Wen-Fu Liu, and Cheng-Wen Wu, "Fiber Optic humidity sensor based on an air-gap long period fiber grating," *Opt. Rev.* 18 (2011) 93.
13. Cheng-Ling Lee, Pin Cheng Wu, and Li-Wei Liu, "Single Resonant and widely tunable Ultrathin Cladding Long-Period Fiber Grating Filters," *Opt. Rev.* 17 (2010) 1.
14. T. Allsop, L. Zhang, and I. Bennion, "Detection of organic aromatic compounds in paraffin by a long-period fiber grating optical sensor with optimized sensitivity," *Opt. Comm.* 191 (2001), 181.
15. A. Lim, W. B. Ji, and S. C. Tjin, "Improved Refractive Index Sensitivity Utilizing Long-Period Gratings with Periodic Corrugations on Cladding," *J. Sens.* (2012) 483471.
16. F. Chiavaioli, C. Trono, and F. Baldini, "Specially designed long period grating with internal geometric bending for enhanced refractive index sensitivity," *Appl. Phys. Lett.* 102 (2013) 231109.
17. S. Korposh, S. W. Lee, S. W. James, and R. P. Tatam, "Refractive index sensitivity of fiber-optic long period gratings coated with SiO₂ nanoparticle mesoporous thin films," *Meas. Sci. Technol.* 22 (2011) 075208 (10pp).
18. T. Allsop, F. Floreani, K. Jedrzejewski, P. Márquez, R. Romero, D. Webb, and I. Bennion, "Highly sensitive cladding-etched arc-induced long-period fiber gratings for refractive index sensing," *Opt. Comm.* 283 (2010) 958.
19. M. Smietana, W. J. Bock, and P. Mikulic, "Comparative study of long period gratings written in a boron co-doped fiber by an electric arc and UV irradiation," *Meas. Sci. Technol.* 21 (2010) 025309 (8pp).
20. T. Allsop, D. J. Webb, and I. Bennion, "A comparison of the sensing characteristics of long period gratings written in three different types of fiber," *Opt. Fiber Technol.* 9 (2003) 210.
21. M. Smietana, W. J. Bock, P. Mikulic, and J. Chen, "Increasing sensitivity of arc-induced long-period gratings - pushing the fabrication technique toward its limits," *Meas. Sci. Technol.* 22 (2011) 015201 (6pp).

- 22.** D. S. Moon, Y. Chung, and Young-Geun Yang, "Effects of boron in Ge-B co-doped fiber on the spectral characteristics of optical fiber gratings," *Opt. Eng.* 46 (2007) 054401.
- 23.** J. W. Fleming, "Dispersion in GeO₂-SiO₂ glasses," *Appl. Opt.* 23 (1984) 4486.
- 24.** D. N. Nikogosyan, "Multi-photon high-excitation-energy approach to fiber grating inscription," *Meas. Sci. Technol.* 18 (2007) R1-R29.
- 25.** A. Ortega - Moñux, J. G. Wangüemert Pérez, I. Molina-Fernández, E. Silvestre, and P. Andrés, "Enhanced accuracy in fast-Fourier-based methods for full vector modal analysis of dielectric waveguides," *IEEE Photonics Technol. Lett.* 18 (2006) 1128.

Highly sensitive curvature and displacement sensing setup based on an all fiber micro Fabry – Perot Interferometer

D. Jáuregui – Vázquez^{a*}, J. M Estudillo - Ayala^a, A. Castillo – Guzmán^b, R. Rojas Laguna^a, R. Selvas – Águilar^b, E. Vargas – Rodríguez^c, J.M. Sierra – Hernández, V. Guzmán Ramos^b, A. Flores – Balderas

ABSTRACT

A highly sensitive curvature and displacement sensing arrangement based on an all optical fiber micro Fabry–Perot Interferometer (MFPI) is presented. Here, the MFPI spectral fringes contrast is decreased due to curvature effects occurring within a segment of single mode fiber (SMF). Therefore by detecting optical power variations, at certain wavelengths, it was possible to determine curvature and displacement. For this setup the achieved curvature sensitivity was 0.3db/m-1 and the curvature resolution was $31.5 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Finally some experimental results are provided to support the viability of this low cost sensing arrangement.

1Introduction

Optical fiber interferometers have been widely studied since long time ago because of their potential to be used in very different applications [1-6]. Due to its optical characteristics the Fabry Perot Interferometer (FPI) is one of the most utilized interferometers [7-14]. It can be applied to measure different physical magnitudes such as: Displacement [15-16], Pressure [10, 17, 18], Strain [19-20], Vibrations [21-22], Temperature [11, 14, 16] Refractive index (RI) [13, 14, 23, 24] and Magnetic field [25, 26]. Therefore researchers have been developing many configurations and techniques to fabricate all fiber Fabry Perot Interferometers [3, 7, 8]. For instance some authors have implemented FPIs within an optical fiber in which an air microcavity is formed by using a fusion arc splicer [13, 14, 20, 27]. In general, as the spectral response of an all fiber FPI will directly depend on the optical fiber characteristics, therefore it is possible to take advantage of hollow core photonic crystal fiber (HCPCF) properties to implement interesting FPIs [31].

In several applications it is important to measure curvature or micro bending [32], for example on structure deformation monitoring [33], sensing pressure [34], micro displacement [35] and tunable fiber ring laser [36]. Therefore very different optical arrangements have been proposed to measure curvatures [37- 41]. Many of these arrangements are based on an all optical fiber interferometers, due to their physical properties. In this paper, a curvature sensing arrangements based on an all fiber FPI is presented. This interferometer has an air microcavity (MFPI) and it was fabricated by applying arc discharges to a hollow core photonic crystal fiber (HCPCF). The implemented MFPI

some reflected modes will be generated and some will travel by the core and others by the cladding of the SMF. Moreover, as a SMF segment was fixed over two moveable points therefore an arc circle was formed when the distance between these moveable points (Displacement) was changed Furthermore, if the SMF segment is bended consequently the contrast of the MFPI reflection spectrum will be varied due to curvature effects. This point can be used to implement a curvature sensing arrangements based on optical power variations at certain wavelength. Finally some experiments and conclusions are provided

References

1. - E. Udd, Proceedings of the IEEE 84 (1996) 60.
2. - T.G Giallorenzi, Ultrasonic Symposium, 1980, pp. 702.
3. - B.H. Lee, Y.H.Kim, K.S.Park, J.B.Eom, M.J.Kim, B.S.Rho, H.Y.Choi, Sensors12 (2012)2467.
4. - B. Culshaw, I.P.Giles, IEEEJournal of Quantum Electronics 18(1982)690.
5. - J.L. Cruz, J.Marzal, M.V.Andrés, IEEE Transaction son Microwave Theory and Techniques43 (1995)2361.
6. - M. Imai, T. Ohashi, Y. Ohtsuka, Journalo Light wave Technology 1(1983)75.
7. T.Zhu, D.Wu, M.Liu, D.-W.Duan, Sensors12 (2012)10430.
8. T.Yoshino, K.Kurosawa, K.Ithon, T.Ose, IEEE Transaction son Microwave Theory and Techniques 30(1982)1612.
9. S.J.Petuchowski, T.G.Giallorenzi, S.K.Sheem, IEEE Journal of Quantum Electronics 17(1981)2168.
10. IEEE PhotonicsTechnologyLetters23 (2011)1561.
11. I.R.Matias, R.O.Claus, Sensors and Actuators B: Chemical 59 (1991)54.
12. D.J.J. Hu,Y.Wang, J.Long Lim, T. Zhang, K.B.Milenko, Z.Chen, M.Jiang, G. Wang,F. Luan,P.P. Shum,Q.Sun, H.Wei,W. Tong,T.R.Wolinski,IEEE Sensors Journal12(2012)12391245.
13. N. Lagakos, T.Litovit, P.Macedo, R.Mohr, R.Meister, Applied Optics 20 (1981)
14. Ferreira, A.B.Lobo Ribeiro, J.L. Santos, I. Farahi, IEEE Photonics Technology Letters 8(1996)1519.
15. C.M. Lawso, V.J.Tekippe, Proceedings of SPIE The International Society for Optical Engineering 0412(1983)96.

- 16.** A.Wang, H.Xiao, J.Wang, Z .Wang, W.Zhao, R.G.May, Journal of Light wave Technology 19(2001)1495.
- 17.** F.C.Favero, L. Araujo, G. Bouwmans, V. Finazzi, J.Villatoro, V.Pruneri, Optics Express 20(2012)7112.
- 18.** J.F.Dorigi, S.Krishnaswamy, J.D.Achenbach, IEEE Transaction son Ultra- Sonics, Ferroelectrics, and Frequency Control 42 (1995)820.
- 19.** M. Jiang, Gerhard, Sensors and Actuators A: Physical 88(2001)41.
- 20.** Z.L. Ran, Y.J.Rao, W.J.Liu, X.Liao, K.S.Chiang, OpticsExpress16 (2008)2252. 24 D. Jáuregui - Vázquez, J.M.Estudillo - Ayala, R.Rojas - Laguna, E. Vargas - Rodríguez, J.M. Sierra - Hernández, J.C. Hernández - García, R.I. Mata-Chávez, Sensors 13(2013)6355.
- 21.** Y.Zhao, R.-Q.Lv, Y.Ying, Q.Wang, Optics & Laser Technology 44(2012)899. [26] K.D. Oh, J.Ranade, V.Arya, A.Wang, R.O.Claus, IEEE Photonics Technology Letters 9(1997)797.
- 22.** H.Y.Choi, G. Mudhana, K.S. Park, U.-C. Paek, B.H. Lee, Optics Express 18(2010) 141.
- 23.** Y.-J. Rao, M.Deng, D.-W.Duan, X.-C.Yang, T.Zhu, G.-H.Cheng, Optics Express 15(2007)14123.
- 24.** Duan, Y. - J. Rao, L. - C.Xu, T.Zhu, M.Deng, D.Wu, J.Yao, Optics Communications 284(2011)5311.
- 25.** Laguna, E. Vargas Rodríguez, J.M.Estudillo Ayala, R.I. Mata Chávez, D. Jáuregui Vázquez, Laser Physis Letters 23 (2013) 55510523 (2013) 5.
- 26.** B.J. Eggleton, C.Kerbage, P.S.Westbrook, R.S.Windeler, A.Hale, Optics Express 9 (2001)698.
- 27.** J.W.Berthold, Journal of Light wave Technology 13 (1995)1193.
- 28.** L. Fan, L.T.Varghese, Y.Xuan, J.Wang, B.Niu, M.Qi, Optics Express 20(2012) 20564.
- 29.** H. Sakata, T. Iwazaki, Optics Communications 282 (2009)4532.
- 30.** P.Wang, Y.Semenova, Q.Wu, G.Farrell, Sensor Photonics and Optoelectronic (SOPO) Symposium on Bioengineering, 2010.
- 31.** H. Sakata, H. Yoshimi, Y. Otake, Optics Communications 282 (2009)1179.
- 32.** Y.Fu, H.Di, R.Liu, Optics & Laser Technology 42 (2010)594.
- 33.** Y.Gong, T. Zhao, Y.- J. Rao, Yu Wu, IEEE Photonics Technology Letters 23(2011) 679.

- 34.** H. Martins, M.B. Marques, P. Jorge, C.M.B Cordeiro, O.Frazao, Optics Communications 285(2012)5128.
- 35.** L.C. Bobb, P.M. Shankar, H.D. Krumboltz, Journal of LightwaveTechnology 8 (1990)1084.
- 36.** M. Born, E.Wolf, Principles of Optics, Fourth. Pergamum Press, Oxford, UK323.
- 37.** M. Deng, C.-P.Tang, T.Zhu, Y.-J.Rao, Optics Communications 284 (2011) 2849.
- 38.** R. Hui, O'sullivan, Fiber Optic Measurement Techniques first ed., Academic Press, USA,2008.
- 39.** Twang, S.Zheng, Z.Yang, Sensors and Actuators A: Physical 69(1998)134.
- 40.** R. Ulrich, S.C.Rashleigh, W.Eickhoff, Optics Letters 5(1980)273.
- 41.** L.-Y. Shao, Albert, Optics Communications 284 (2011)1855.
- 42.** Medición de fibra óptica
- 43.** Reshleigh, letras ópticas
- 44.** L Y Shao, P Mikulic, Albert, comunicaciones ópticas
- 45.** Sensores y actuadores físicos 69 (1998) 134